PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 6 — April 1941 — Redaktionsschluß für Nr. 8 am 1. Mai 1941 — 42. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

A. Scheibe und U. Adelsberger, Normalfrequenz-Aussendung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender werktäglich 10 h 50 min für Februar und März 1941. S. 89.

K. Fink und H. Lange, Wechselbeanspruchung und magnetische Eigenschaften. S. 90.

E. Kuß und H. A. Stuart, Kerreffekt und molekularer Ordnungszustand in hochverdichteten Gasen und Flüssigkeiten. S. 95.

R. Rompe und P. Schulz, Messungen an Quecksilberstoßentladungen bei höheren Drucken. Mit Tafel II. S. 105.

K. H. Kleine, Synthese von Klängen mittels des Zahnradgenerators. S. 111.

Nachrichten. S. 116.

Angebote. S. 116.

ABHANDLUNGEN

Normalfrequenz-Aussendung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender werktäglich 10 h 50 min.

Die Zahlen der Spalte 2 geben an, um wieviel in 10^{-9} des Wertes der Betrag der ausgestrahlten Frequenz vom Sollwert 1000,000000 Hz abweicht. Die Abweichung wurde mittels der Quarzuhren der Reichsanstalt bestimmt.

1	2	1	2
Tag	1941 Februar	Tag	1941 Februar
1.	+ 24	15.	+ 17
2.	—	16.	—
3.	+ 27	17.	— 2
4.	+ 22	18.	+ 5
5.	+ 28	19.	+ 9
6.	+ 25	20.	+ 17
7.	+ 23	21.	+ 15
8.	+ 22	22.	+ 18
9.	—	23.	—
10.	+ 8	24.	+ 4
11.	+ 23	25.	—[1]
12.	+ 14	26.	+ 6
13.	+ 20	27.	+ 9
14.	+ 8	28.	+ 8

1) Aussendung ausgefallen.

Berlin-Charlottenburg, den 8. März 1941.

Physikalisch-Technische Reichsanstalt Abt. II.

Im Auftrage:

A. Scheibe, U. Adelsberger.

Normalfrequenz-Aussendung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender werktäglich 10 h 50 min.

Die Zahlen der Spalte 2 geben an, um wieviel in 10^{-9} des Wertes der Betrag der ausgestrahlten Frequenz vom Sollwert 1000,000000 Hz abweicht. Die Abweichung wurde mittels der Quarzuhren der Reichsanstalt bestimmt.

1	2	1	2
Tag	1941 März	Tag	1941 März
1.	+ 20	17.	— 7
2.	—	18.	— 7
3.	— 9	19.	— 7
4.	— 8	20.	— 8
5.	— 6	21.	— 1
6.	— 3	22.	— 6
7.	— 4	23.	—
8.	+ 4	24.	0
9.	—	25.	+ 2
10.	+ 10	26.	0
11.	+ 11	27.	— 1
12.	+ 9	28.	+ 4
13.	0	29.	+ 8
14.	+ 4	30.	—
15.	+ 5	31.	— 19
16.	—		

Berlin-Charlottenburg, den 8. April 1941.

Physikalisch-Technische Reichsanstalt, Abt. II.

Im Auftrage:

A. Scheibe, U. Adelsberger.

Wechselbeanspruchung und magnetische Eigenschaften

Von Kurt Fink und Heinrich Lange

Einleitung

Im Anschluß an eine Arbeit von H. Lange[1]) über Zusammenhänge zwischen Härte und Magnetisierung von ferromagnetischen Werkstoffen wurde im Kaiser-Wilhelm-Institut für Eisenforschung der Versuch unternommen, die Änderung der magnetischen Eigenschaften durch Wechselbelastung zu untersuchen[2]). Es wurde hierbei eine Reihe von Beobachtungen gemacht, die auf eine Beziehung zwischen dem magnetischen Werkstoffzustand einerseits und der Höhe und Zeit der Wechselbeanspruchung andererseits schließen lassen. Diese Versuchsergebnisse waren jedoch zu undurchsichtig, um über sie zu berichten. Im wesentlichen entsprachen die gefundenen Ergebnisse denen der inzwischen erschienenen Arbeit von E. Mönch[3]).

Bei der Wiederaufnahme der Versuche durch die Verfasser wurde auf Grund der damaligen Erfahrungen der Hauptwert auf eine einwandfreie Versuchsanordnung und Versuchsdurchführung gelegt, um so die physikalische Ursache für die magnetischen Werkstoffänderungen durch Wechselbeanspruchung erfassen zu können. Die Versuchsergebnisse zergliedern sich hierbei in zwei Teile. Der erste Teil, über den hier berichtet wird, befaßt sich lediglich mit den Änderungen der magnetischen Induktion unter dem alleinigen Einfluß der Wechselbelastung, ohne die Abhängigkeit der magnetischen Induktion von der Lastwechselzahl (d. h. von der Änderung des Werkstoffes durch die Dauerbeanspruchung) zu berücksichtigen, die im zweiten Teil der Arbeit behandelt wird.

Versuchsanordnung

Die hier vorliegenden Untersuchungen wurden an der dynamischen Dauerbiegemaschine mit rotierendem Probestab der Bauart Schenck durchgeführt. Bei dieser wird ein sich um seine Längsachse drehender Probestab während seines Umlaufs durch eine statische Last, die senkrecht zur Rotationsachse angreift, auf Biegung beansprucht (Fig. 1). Betrachtet man bei einem belasteten Dauerbiegestab ein Volumelement während einer Umdrehung der Maschine, so erkennt man, daß dieses auf der Seite, die der Richtung der angreifenden Last zugekehrt ist, durch Zug, eine halbe Umdrehung später dagegen, wenn es sich auf der entgegengesetzten Seite befindet, durch Druck beansprucht wird. Alle Volumelemente der Prüflänge, die 78 mm beträgt, unterliegen also bei einer unter Last laufenden Maschine einer wechselnden Zug-Druckbeanspruchung. Der Stab als ganzer bleibt, abgesehen von der Drehung um seine eigene Achse, im Raume stehen und erscheint gegen ein festes Bezugssystem stets im gleichen Zustand. Die langsamen Veränderungen, wie sie mit zunehmender Lastwechselzahl auftreten und die zu

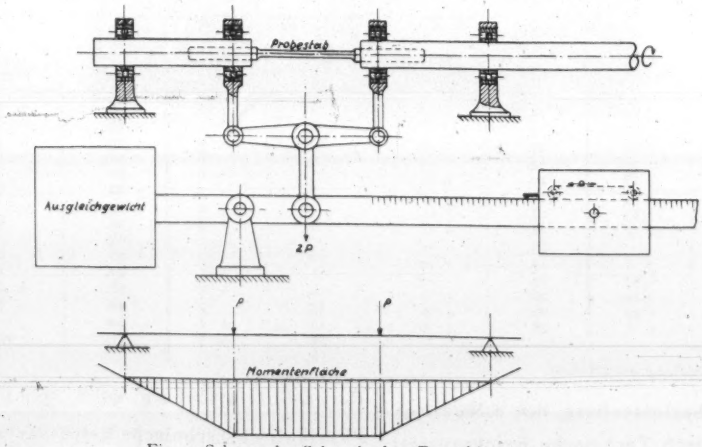


Fig. 1. Schema der Schenckschen Dauerbiegemaschine.

1) H. Lange, Mitt. K.-Wilh.-Inst. Eisenforscng. **21**, 105, 1939.
2) F. Körber, Proc. V. Int. Congress for Applied Mechanics 1938, S. 20.
3) E. Mönch, Forsch. Ing.-Wes. **11**, 324, 1940.

einer Verfestigung oder zu einer Zerrüttung bis zum Bruch führen können, seien hierbei unberücksichtigt, weil vorliegende Messungen jeweils so schnell vorgenommen werden konnten, daß man diese im Laufe der Dauerbeanspruchung auftretenden Werkstoffänderungen vernachlässigen konnte.

Zur Erfassung seines durch dynamische Belastung entstehenden magnetischen Werkstoffzustandes wurde der Probestab mit einem Spulenkörper umgeben. Dieser trug drei Spulen von 64 mm Länge, die aufeinandergewickelt waren, und zwar so, daß zu unterst die Induktionsspule und darüber zwei Erregerspulen zu liegen kamen. Im Innern der Induktionsspule war noch eine Ölkühlung für den Probestab eingebaut, die insbesondere bei höheren Belastungen eine Temperaturerhöhung und deren Einfluß auf die Magnetisierung ausschaltete. Die eine Erregerspule diente zur Erzeugung eines konstanten magnetischen Feldes, die andere zur Entmagnetisierung des Stabes und zur Aufnahme der idealen Induktionskurve. Zur Messung der Induktion wurde ein Kriechgalvanometer von Hartmann und Braun benutzt. Im besonderen sei hier noch meßtechnisch bemerkt, daß bei Änderung des Ohmschen Widerstandes der Induktionsspule durch Erwärmung von seiten der umgebenden Erregerspulen die Meßgenauigkeit stark beeinträchtigt wird. Um diese Fehlerquelle auszuschalten, wurde vor und nach der Aufnahme eines jeden Meßpunktes der Widerstand der Spule mittels einer Wheatstone-Brücke gemessen.

Als Versuchsmaterial dienten Dauerbiegestäbe aus den fünf Kohlenstoffstählen D 1 (0,02 Proz. *C*), D 2 (0,21 Proz. *C*), D 4 (0,39 Proz. *C*), D 6 (0,64 Proz. *C*) und D 8 (0,77 Proz. *C*), die im Anlieferungszustand untersucht wurden, weil in diesem Zustand die mechanischen Eigenschaften schon bestimmt worden waren[4]).

Versuchsergebnisse und Diskussion.

An allen fünf Stählen, die zur Untersuchung gelangten, wurde die ideale Induktionskurve und die Kommutierungskurve bei verschiedenen Belastungen aufgenommen. Als Beispiel einer solchen Messung seien in Fig. 2 Kurven eines Dauerbiegestabes aus dem Werkstoff D 8 wiedergegeben. Man erkennt hier, wie bei allen untersuchten Stählen – über die später berichtet wird[5]) –, daß die Kurven mit zunehmender dynamischer Belastung jeweils höhere Induktionswerte zeigen[6]). Zum Vergleich wurde die ideale Induktionskurve eingezeichnet, die am rotierendem unbelasteten Probestab ermittelt wurde. Wohl bemerkt, handelt es sich hier um Erscheinungen, die nur bei dynamischer Belastung beobachtet wurden. Man sieht dies am besten durch Vergleich der beiden Fig. 3 und 4. In Fig. 3 sind die Kommutierungs- und die idealen Induktionskurven für den Stahl D 4 eingetragen, die bei ruhender Maschine mit den statischen Belastungen von 0, 10 und 30 kg/mm² erhalten wurden, in Fig. 4 dagegen diejenigen Kurven, die man bei den gleichen dynamischen Belastungen an einem Dauerbiegestab desselben Werkstoffs bekommt. Während die bei statischer Belastung aufgenommenen Kommutierungskurven flacher werden, verlaufen die „dynamischen" Kommutierungskurven mit zunehmender Belastung steiler. In dem Verlauf der idealen Induktionskurven scheint zwischen den beiden Belastungsarten kein wesentlicher Unterschied zu bestehen. Dagegen muß man sich die Kommutierungskurven bei dynamischer Belastung in der Fig. 4 durch Überlagerung des „statischen" und des „dynamischen" Belastungseffektes entstanden denken. Der „dynamische Belastungseffekt" scheint in der Nähe der Anfangspermeabilität und im Bereiche der Barkhausen-Sprünge am größten zu sein und nimmt bei Sättigung stark ab, so daß es dort wegen des Überwiegens des „statischen Belastungseffektes", der, wie wir in Fig. 3 sahen, in der entgegengesetzten Richtung wirkt, zur Überschneidung der Kommutierungskurven kommt.

Der Befund, daß durch Erhöhung der dynamischen Belastung eines Dauerbiegestabes die Kommutierungskurven steiler werden, ist so zu deuten, daß sich der magnetische Werkstoffzustand offenbar dem Zustand der idealen Magnetisierung nähert. Diese Annäherung verläuft stetig ansteigend mit der dynamischen Belastung des Dauerbiegestabes, jedoch nicht gleichmäßig, wie schon aus Fig. 2 ersichtlich ist. Es sei hier hinzugefügt, daß der bei der jeweiligen dynamischen Belastung sich einstellende magnetische Zustand nicht sofort ausgebildet wird, vielmehr wird er erst nach einer gewissen Zahl von Lastwechseln erreicht. Diese Zahl ist vom Werkstoff und vom magnetischen Ausgangszustand abhängig und kann in der Größenordnung zwischen 50 und 5000 Lastwechseln liegen, wie man in einigen Tastversuchen durch Drehen des statisch belasteten Stabes von Hand feststellen konnte.

4) F. Körber und M. Hempel, Mitt. K.-Wilh.-Inst. Eisenforschg. **21**, 1, 1939.

5) K. Fink und H. Lange, Mitt. K.-Wilh.-Inst. Eisenforschg. demnächst.

6) Vgl. die inzwischen erschienene Arbeit von G. Schmid und U. Jetter, Zeitschr. Elektrochem. **47**, 155, 1941, „Einfluß von Ultraschall auf das magnetische Verhalten von Nickel".

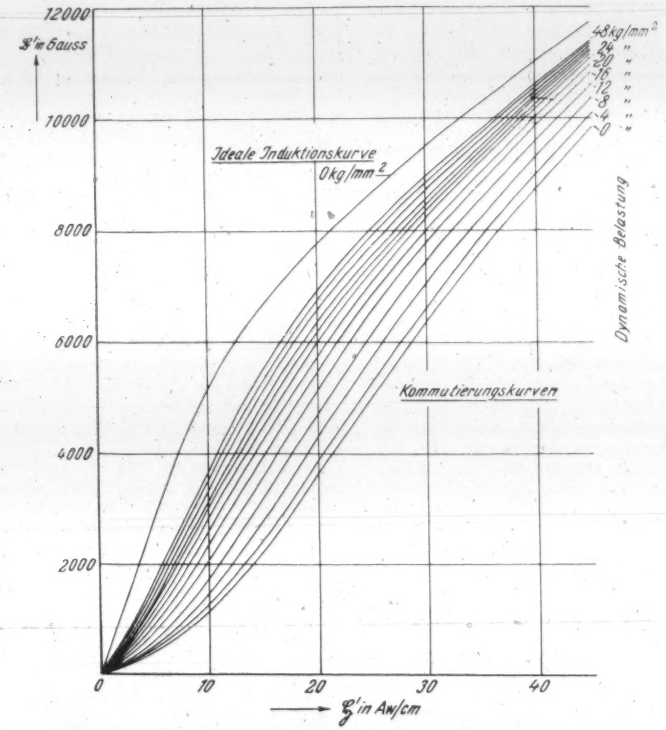


Fig. 2. Kommutierungskurven, aufgenommen an einem Dauerbiegestab aus *D* 8 bei dynamischen Belastungen von 0, 4, 8, ... 48 kg/mm² und ideale Induktionskurve, aufgenommen bei der Belastung 0 kg/mm².

Es war daher bei diesen Messungen auch nicht verwunderlich, wenn beim Kommutieren des Magnetfeldes das Kriechgalvanometer nicht sofort den Endausschlag anzeigte. Die Verwendung eines ballistischen Galvanometers wäre daher für die Durchführung der hier vorliegenden Messung nicht statthaft gewesen. Diese Beobachtung stimmt übrigens mit der Beobachtung von Würschmidt[7]) überein, der bei Erschütterung eines magnetisierbaren Stabes im Magnetfeld festgestellt hat, daß man den Stab erst genügend oft erschüttern muß, bis sich die Magnetisierung nicht mehr ändert.

Trägt man nun für eine bestimmte Feldstärke die Änderung der Induktion in Abhängigkeit von der Belastung auf, so erhält man für einen Probestab aus D 4 bei den vier Feldstärken $\mathfrak{H}' = 2{,}2$; 6,1; 11,7 und 38,2 Aw/cm die in Fig. 5 wiedergegebenen Kurven. Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, daß diese Darstellung der Kurven quantitativ insofern nicht ganz exakt ist, als die Induktion $\mathfrak{B}'$ nicht für die wahre Feldstärke $\mathfrak{H}'$, sondern für die scheinbare Feldstärke $\mathfrak{H}'$ eingezeichnet ist. Zudem ist in der Induktion $\mathfrak{B}'$ noch ein kleiner Betrag der Luftinduktion zwischen Induktionsspule und Probestab enthalten. Jedoch lassen sich auch so die Wesenszüge des Kurvenverlaufs gut erkennen. Man sieht, daß bei Feldstärken $\mathfrak{H}'$ im Bereiche der Anfangspermeabilität und der Barkhausen-Sprünge die Kurven in ihrem anfänglichen Verlauf, also bei kleinen Belastungen, stärker als linear ansteigen, um bei mittleren Belastungen allmählich wieder einen flacheren Verlauf anzunehmen. Daß die in Fig. 5 dargestellten Kurven bei der Belastung von 25 kg/mm² wieder

7) Würschmidt, Zeitschr. Phys. **19**, 388, 1923.

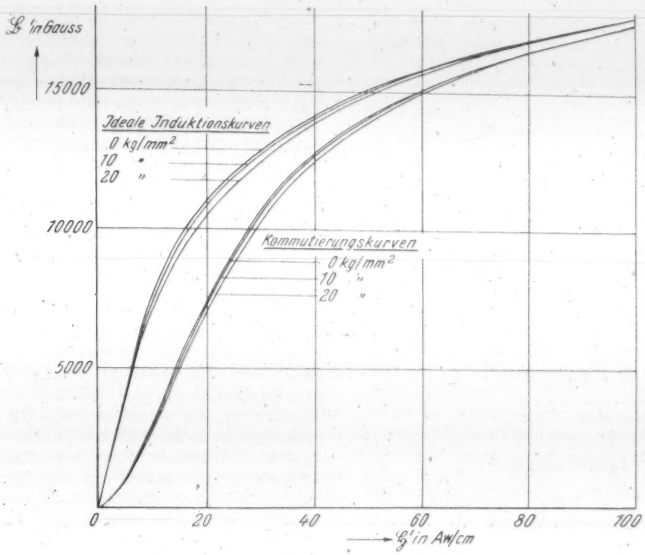


Fig. 3. Kommutierungskurven und ideale Induktionskurven, aufgenommen an einem Dauerbiegestab aus *D* 4 bei statischen Belastungen von 0, 10 und 20 kg/mm².

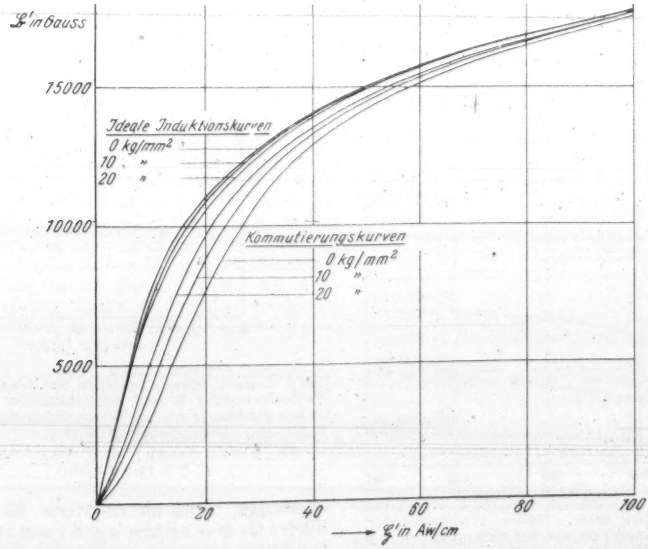


Fig. 4. Kommutierungskurven und ideale Induktionskurven, aufgenommen an einem Dauerbiegestab aus *D* 4 bei dynamischen Belastungen von 0, 10 und 20 kg/mm².

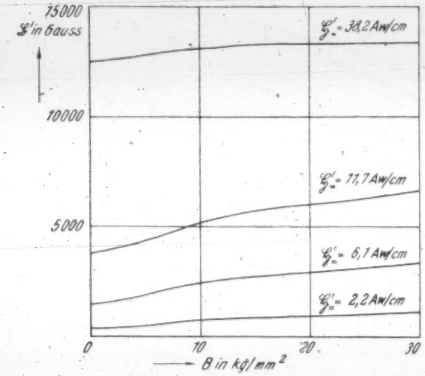


Fig. 5. Abhängigkeit der Induktion $\mathfrak{B}'$ von der Größe der dynamischen Belastung B bei den vier Feldstärken $\mathfrak{H}' = 2{,}2$; 6,1; 11,7 und 38,2 Aw/cm. Versuchswerkstoff *D* 4.

stärker anzusteigen beginnen, hängt lediglich damit zusammen, daß für den Stahl D 4 unter dieser Belastung die bleibende Verformung einsetzt; dadurch nimmt der Stahl auch andere nicht seiner ursprünglichen Induktionskurve entsprechende magnetische Eigenschaften an. Außerdem liegt bei der Belastung von 25 kg/mm² die Wechselfestigkeit des Werkstoffs D 4. Wie weit sich Zusammenhänge zwischen der Dauerfestigkeit und den magnetischen Eigenschaften ableiten lassen, müssen bereits in Angriff genommene Versuche entscheiden.

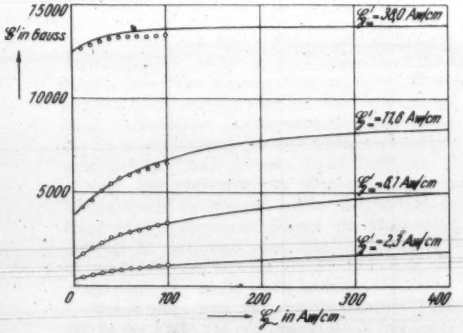


Fig. 6. Abhängigkeit der Induktion $\mathfrak{B}'$ von der Amplitude $\mathfrak{H}'$ der magnetischen Wechselfeldbehandlung bei den vier Feldstärken $\mathfrak{H}' = 2{,}3$; 6,1; 11,6 und 38,0 Aw/cm. Versuchswerkstoff *D* 4.

Es lag nun der Gedanke nahe, die Annäherung an die ideale Induktionskurve anstatt durch mechanische Wechselbeanspruchung, durch magnetische Wechselfeldbehandlung vorzunehmen. Dazu wurde die im Magnetfeld $\mathfrak{H}$ liegende Probe wiederholt mit einem magnetischen Wechselfeld behandelt, wobei jede Behandlung einer einmaligen Entmagnetisierung entsprach, nur mit dem Unterschied, daß für die jeweilige Maximalfeldstärke $\mathfrak{H}$, von kleinen Werten beginnend, schrittweise größere Werte gewählt wurden, bis, bei der letzten Behandlung, der Wert der Sättigungsfeldstärke erreicht wurde. Als Ergebnis dieser Messungen wurde die nach jeder Behandlung beobachtete Induktion in Abhängigkeit von der entsprechenden Maximalfeldstärke $\mathfrak{H}'$ aufgetragen. Diese Messungen wurden bei vier verschiedenen Feldstärken $\mathfrak{H}'$ durchgeführt, und zwar bei den fast gleichen Feldstärken, bei denen die Kurven in Fig. 5 gewonnen wurden. Die Versuchsergebnisse dieser Meßreihe sind in Fig. 6 dargestellt. Offenbar haben diese Kurven eine weitgehende Ähnlichkeit mit den Kurven der Fig. 5, die den funktionellen Zusammenhang zwischen der magnetischen Induktion und der dynamischen Belastung wiedergeben. Daher wurden die zu gleichen Induktionen gehörenden Werte der Belastung und der Wechselfeldamplitude bei Wechselfeldbehandlung, die eine als Abszisse, die andere als Ordinate, in Fig. 7

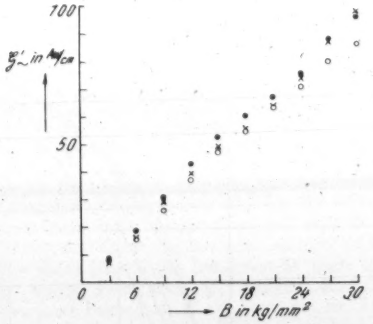


Fig. 7. Zusammenhang zwischen der dynamischen Wechselbelastung B und der maximalen magnetischen Feldstärke $\mathfrak{H}'$ bei Wechselfeldbehandlung. Versuchswerkstoff *D* 4. (×: $\mathfrak{H}' = 2{,}3$ Aw/cm; •: $\mathfrak{H}' = 6{,}1$ Aw/cm; ○: $\mathfrak{H}' = 11{,}7$ Aw/cm)

aufgetragen, jedoch nur die Werte, die zu den Kurven für $\mathfrak{H}' = 2{,}2$ bzw. 2,3; 6,1 und 11,7 bzw. 11,6 Aw/cm gehören (s. unten). Die Fig. 7 läßt erkennen, daß offenbar ein linearer Zusammenhang zwischen der mechanischen Wechsel-

beanspruchung und der gewählten magnetischen Wechselfeldbehandlung besteht. Zur Nachprüfung braucht man die Punkte der Kurven in Fig. 5 nur in einem passenden Maßstab in Fig. 6 einzuzeichnen, um zu sehen, wie auffallend genau die Werte auf die auf ganz anderem Wege gewonnenen Kurven zu liegen kommen. Die Abweichung der eingezeichneten Punkte von den Kurven für $\mathfrak{H}' = 11{,}6$ und 38,0 Aw/cm findet ihre Erklärung darin, daß einmal bei höheren Belastungen, das andere Mal dazu noch bei höheren Feldstärken in der Nähe der magnetischen Sättigung der entgegengesetzt wirkende „statische Belastungseffekt" den „dynamischen Belastungseffekt" übertrifft.

Wenn man nun versuchen will, der Belastung bei mechanischer Wechselbeanspruchung eine äquivalente Feldstärke der magnetischen Wechselfeldbehandlung zuzuordnen, so muß berücksichtigt werden, daß es sich bei allen zahlenmäßigen Angaben für die Belastung des Dauerbiegestabes nur um die Oberfläche des Stabes handelt, die den angeführten Belastungen ausgesetzt ist, wohingegen bei der Wechselfeldbehandlung die Wirkung der maximalen Feldstärke über den ganzen Querschnitt des Probestabes gleichmäßig ist. Unter Berücksichtigung der Spannungsverteilung über den Querschnitt ist es nach den bisherigen Erfahrungen der Verfasser möglich, eine magnetische Äquivalenzzahl für die mechanische Wechselbeanspruchung anzugeben. Es zeigt sich, daß dieser Wert allein vom Werkstoff abhängig ist.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß zwischen der mechanischen Wechselbeanspruchung und der magnetischen Wechselfeldbehandlung eines ferromagnetischen Werkstoffes eine weitgehende Analogie besteht. Welche Bedeutung diese Versuchsergebnisse für die Theorie des Ferromagnetismus haben können, und wie weit es möglich ist, aus magnetischen Messungen die mechanischen Eigenschaften eines ferromagnetischen Werkstoffes vorauszubestimmen, müssen noch weitere Versuche ergeben.

Düsseldorf, Kaiser-Wilhelm-Institut für Eisenforschung, den 21. März 1941.

(Eingegangen 23. März 1941.)

Kerreffekt und molekularer Ordnungszustand in hochverdichteten Gasen und Flüssigkeiten

Von E. Kuß und H. A. Stuart

§ 1. Einleitung und Problemstellung.
§ 2. Messungen des Kerreffektes bei hohen Drucken.
§ 3. Diskussion der Ergebnisse (Berechnung der Parameter der Nahordnung).

§ 1. Einleitung und Problemstellung

Eine befriedigende, umfassende, molekulare Theorie der Flüssigkeiten ist bisher bekanntlich noch nicht aufgestellt worden, trotzdem die angrenzenden Aggregatzustände – der gasförmige und der feste Zustand – theoretisch bereits sehr gut erfaßt sind. Der Grund dafür liegt darin, daß man wegen der großen Packungsdichte der Moleküle in einer Flüssigkeit die gegenseitige Wechselwirkung der Moleküle nicht mehr wie im idealen Gase vernachlässigen kann, daß aber diese Wechselwirkung noch nicht ausreicht, die Wärmebewegung der Moleküle so weit einzuschränken, daß im Mittel ein geordnetes Gitter wie im Kristall entsteht. – Man hat deshalb in einer Flüssigkeit einen komplizierten Mittelfall zwischen dem völlig ungeordneten Gaszustand und dem ideal geordneten Zustand eines Kristalls vor sich.

Bekanntlich darf man sich nun, vor allem auf Grund der Messungen der Röntgeninterferenzen an Flüssigkeiten[1]), vorstellen, daß wir in Flüssigkeiten und ebenso in Gasen oberhalb der kritischen Temperatur, wenn sie nur genügend verdichtet sind, eine sogenannte Nahordnung vor uns haben. – Diese besteht im wesentlichen darin, daß in der Umgebung irgendeines willkürlich herausgegriffenen Moleküls die Nachbarn hinsichtlich ihres Abstandes von und ihrer Orientierung zu diesem Molekül mehr oder weniger geordnet sind. – Diese Ordnung ist, wenn wir vom kristallin-flüssigen Zustand absehen, schon nach wenigen Moleküllängen verschwunden. Wir sprechen daher von einer Nahordnung, im Gegensatz zur Fernordnung, wie sie bei der kristallin-flüssigen Phase (geordnete Gebiete in der Größenordnung der Wellenlänge des Lichtes) und im Kristall (ideale Fernordnung) vorliegt. Da die Nahordnung mit dem Orte ständig die Vorzugsrichtung wechselt, sind

1) Debye und Menke, Physik. Zeitschr. **31**, 797, 1930; Ergebn. d. techn. Röntgenkunde **2**, 1, 1931; Stewart, Rev. mod. phys. **2**, 116, 1930; Frank, Physik. Zeitschr. **39**, 530, 1938; Debye, Zeitschr. f. Elektrochemie **45**, 174, 1939. – Zusammenfassende Berichte siehe auch: K. Herrmann, Aufbau der Flüssigkeiten, I., Physik in regelmäß. Ber. **4**, 63, 1936; E. Fischer, Aufbau der Flüssigkeiten, II., Physik in regelmäß. Ber. **8**, 113, 1940.

gewöhnliche einheitliche Flüssigkeiten bereits in mikroskopischen Gebieten isotrop, homogen und klar.

Diese Nahordnung möge die Fig. 1a bis c veranschaulichen, die älteren Modellversuchen von Rehaag und Stuart[2]) sowie dem Film von Kast und Stuart[3]): „Die molekulare Struktur in Flüssigkeiten", entnommen sind. – Danach tritt bei einem Modell ohne Kraftfeld (Fig. 1a) eine parallele Lagerung der Modelle besonders häufig auf, wie man es bei hoher Packungsdichte der Modelle schon aus räumlichen Gründen erwarten muß. – Bei Vorhandensein eines Dipolfeldes ändert sich das Bild in der Weise, daß sich die Modelle bevorzugt in Richtung ihrer Längsachse zusammenlegen, so daß besonders häufig ganze Ketten parallel liegender Modelle entstehen (Fig. 1b). – Etwas

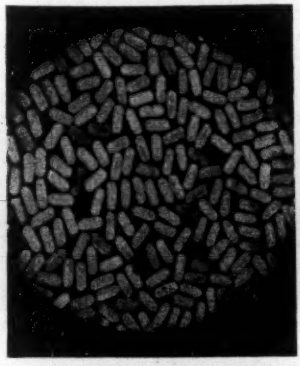
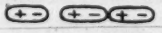
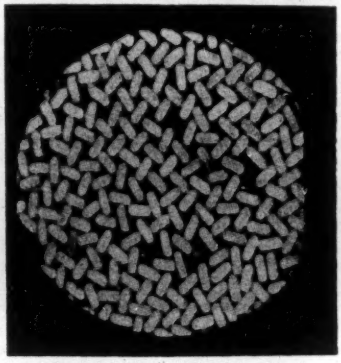


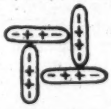
Fig. 1. Nahordnung für Modellmoleküle der Abmeßungen 6×15 in Abhängigkeit vom Kraftfeld.
a) Ohne Kraftfeld, Formmodell des CS_2.

b) Dipolfeld, Kraftmodell des HCN.





c) Quadrupolfeld, Kraftmodell des CO_2.



prinzipiell Neues sehen wir dagegen bei Vorliegen eines Quadrupolfeldes. Hier tritt – wie die Fig. 1c zeigt – plötzlich eine grätenförmige Anordnung der Modelle auf.

Wir sehen daran, daß die Nahordnung in sehr komplizierter Weise von dem Kraftfeld des gerade vorliegenden Moleküls abhängen und daher bei den einzelnen Substanzen sehr verschieden sein wird. Weiterhin zeigen die Modellversuche auch, daß sich die Nahordnung eines Stoffes bei allmählicher Verdichtung – vor allem in dem Dichtegebiet zwischen der kritischen Dichte und der Dichte des Schmelzpunktes – stark ändert. Zur Erfassung der Struktur der Flüssigkeit wird es deshalb besonders wichtig sein,

1) Moleküle mit besonders charakteristischen Feldern und
2) speziell die Dichteabhängigkeit geeigneter physikalischer Größen im Gebiet zwischen der Dichte des Gases bei Normalbedingungen und der Dichte der Flüssigkeit

2) H. Rehaag und H. A. Stuart, Physik. Zeitschr. **38**, 1027, 1937.
3) Kast und Stuart, Archiv und Reichsstelle für den Unterrichtsfilm, Physik. Zeitschr. **40**, 711, 1939.

am Schmelzpunkt — unter besonderer Berücksichtigung des Gebietes zwischen ϱ_k und ϱ_{fest} — zu untersuchen.

Prinzipiell ist das nun auf zwei Weisen möglich. Einmal durch Untersuchung der Flüssigkeit bei verschiedenen Temperaturen zwischen der Schmelztemperatur und der kritischen Temperatur und zweitens durch Anwendung extrem hoher Drucke. Im ersten Fall werden gleichzeitig zwei Parameter, nämlich Dichte und Temperatur, geändert, deren Einfluß auf die Nahordnung einzeln unbekannt ist. Zur Untersuchung der Nahordnung und ihrer Änderung mit der Dichte wird deshalb hauptsächlich nur der zweite Weg, die Anwendung extrem hoher Drucke, in Frage kommen.

Man wird also die bisher meist an Flüssigkeiten und Lösungen zur Untersuchung des Ordnungszustandes in Flüssigkeiten benutzten Methoden — wie Messungen der Röntgeninterferenzen, der Molekularpolarisation und der inneren Reibung sowie Messungen von Mischungswärmen u. dgl.[4]) — durch Hochdruckuntersuchungen ergänzen. Diese haben den Vorteil, daß bei ihnen jeder störende Einfluß (wie der Einfluß des Lösungsmittels u. dgl.) fortfällt und daß nur ein Parameter, nämlich die Dichte, in weiten Grenzen geändert wird.

Die Kompressibilität, d. h. die Dichte in Abhängigkeit vom Druck gibt uns dabei die ersten wesentlichen Aussagen über das Kraftfeld des Moleküls, das — wie wir ja oben sahen — bei sämtlichen Untersuchungen über den Ordnungszustand in Flüssigkeiten der Betrachtung zugrunde gelegt werden muß. — Dabei ist folgendes zu bemerken.

Theoretisch müßte es möglich sein, bei bekannter Ladungsverteilung der Einzelatome das Kraftfeld des Moleküls abzuleiten und daraus die Nahordnung bei hohen Dichten und somit die Zustandsgleichung sowie weitere physikalische Größen der Substanz zu berechnen. In besonders einfachen Fällen (wie Wasserstoff und Edelgase) ist es auch tatsächlich gelungen, unter gewissen Annahmen bereits kritische Daten, Boyle-Temperatur u. dgl. rein theoretisch in guter Übereinstimmung mit der Erfahrung zu berechnen[5]).

In allen anderen Fällen ist man jedoch gezwungen, den erwähnten empirischen Weg zur Ermittlung der zwischenmolekularen Kräfte zu gehen. Dabei besteht die Hauptschwierigkeit darin, daß sich dem Kraftfeld eines Moleküls bei höheren Dichten bereits in sehr erheblichem Maße die Kraftfelder der umliegenden Moleküle überlagern (s. Anm. 1). Diesen Einfluß sehen wir nach neuerer Auffassung z. B. bei Verwendung der Zustandsgleichung von Kamerlingh Onnes in den einzelnen Virialkoeffizienten, da der zweite Virialkoeffizient lediglich die Wechselwirkung von einzelnen Molekülpaaren, der dritte Virialkoeffizient die wechselseitige Beeinflussung von 3 einzelnen Molekülen untereinander berücksichtigt und so fort[6]). Wir können daher aus diesen empirisch durch Messungen bei hohen Drucken ermittelten Virialkoeffizienten Aussagen über die zwischenmolekularen Kräfte gewinnen.

Rein experimentell zeigen auch sämtliche anderen physikalischen Größen bei höheren Drucken, d. h. also bei höheren Dichten, größere oder kleinere Abweichungen gegenüber den „idealen Gesetzen", die ebenfalls auf die starke Wechselwirkung der Moleküle bei hohen Dichten zurückzuführen sind, und die in eindeutiger Weise mit dem Kraftfeld des betreffenden Moleküls verknüpft sein müssen. Von diesen Größen seien hier nur die thermische Ausdehnung (s. Anm. 2), der Joule-Thomson-Effekt, der ja lediglich durch die zwischenmolekularen Kräfte zustande kommt, dann die spezifischen Wärmen und die Viskositäten erwähnt. — Auf welche Weise man aus diesen Größen Rückschlüsse auf die Nahordnung ziehen kann, sei hier nur am Beispiel der Viskosität erläutert.

Bei der Viskosität kommt bei höheren Dichten zu der Impulsübertragung durch Diffusion,

---

Anmerkung 1: Außerdem muß man bei dichter Packung mit einer Deformation der Elektronenhülle durch die benachbarten Moleküle und damit mit einer Störung des Eigenfeldes rechnen.

4) Siehe hierzu z. B.: Wolf und Harms, Zeitschrift f. phys. Chem. (B) **44**, 359, 1940; Rößler, Diss., Halle 1939; Merkel, Nova acta Leopoldina **9**, 243, 1940.

5) Zum Beispiel Lennard Jones, Proc. Roy. Soc. (A) **129**, 598, 1930; Pauling und Beach, Phys. Rev. **47**, 686, 1935.

Anmerkung 2: Hier fand Bridgman bekanntlich in seinen früheren Arbeiten bei fast allen organischen Substanzen einen merkwürdigen Vorzeichenwechsel in d^2v/dt^2 bei Drucken zwischen 3000 und 4000 Atmosphären.

Anmerkung 3: In einem verdünnten Gase gelangt ein Molekül infolge der großen freien Weglänge in Gebiete ganz anderer Geschwindigkeit, bis es schließlich zu einem Impulsaustausch mit den dort befindlichen Molekülen kommt. — Bei großer Packungsdichte vollzieht sich dagegen der Impulsaustausch mit den unmittelbaren Nachbarn, da die thermischen Schwingungen der Moleküle um die momentane Ruhelage durch Zusammenstöße mit den nächsten Nachbarn begrenzt sind. Bei großer Packungsdichte tritt außerdem noch eine direkte Krafteinwirkung von Molekül zu Molekül auf, die auch beim Fehlen der thermischen Bewegung noch eine innere Reibung ergeben würde.

6) Siehe hierzu Uhlenbeck und Beth, Physica **3**, 729, 1936; Lennard Jones, Physica **4**, 941, 1937.

die im Gaszustand bei normalen Dichten allein vorliegt, noch eine Impulsübertragung durch Zusammenstöße der Moleküle bei entsprechend verringerter freier Weglänge (s. Anm. 3) und durch direkte Krafteinwirkung von einem Molekül zum anderen hinzu.

Aus diesem Grunde ist bei höheren Dichten die Viskosität nicht mehr unabhängig von der Dichte wie im idealen Gaszustand. — Von den Arbeiten über die Viskosität des verdichteten Zustandes ist für uns von größter Bedeutung die Arbeit von Enskog[7]), die quantitative Aussagen über den Verlauf der kinematischen Fluidität ϱ/η als Funktion der Dichte macht, und neuere Arbeiten von van Wijk und Seeder, die ähnliche Beziehungen wie Enskog bekommen und diese molekulartheoretisch ausdeuten. Die letzteren beschränken sich dabei nur auf den Spezialfall der hochverdichteten Flüssigkeit, bei der der durch Stoß mit den unmittelbaren Nachbarn übertragene Anteil allein noch maßgebend ist, und sie konnten dabei zeigen, daß dieser Anteil von der lokalen Dichte der Molekülzentren auf dem Stoßquerschnitt des stoßenden Moleküls und damit von dem Ordnungszustand in nächster Nähe des betreffenden Moleküls abhängt. Hierdurch wird die Viskosität bei Flüssigkeiten mit „innerer Struktur", d. h. bei Vorliegen einer Nahordnung unmittelbar temperaturabhängig, während im anderen Fall die Temperatur nur indirekt durch die Dichteänderung einwirkt, die Viskosität also eine reine Funktion der Dichte ist. — Experimentell findet man mehrere Gruppen von Substanzen, von denen eine einfachere Moleküle wie Schwefelkohlenstoff, *n*-Pentan, Propan und Quecksilber enthält, die eine fast verschwindende Temperaturabhängigkeit zeigen. — Die kinematische Fluidität wächst dabei annähernd proportional zum spezifischen Volumen. — Kompliziertere Moleküle wie Alkohole u. dgl. weisen dagegen eine zusätzliche echte Temperaturabhängigkeit auf und lassen damit — nach den Auslegungen von van Wijk und Seeder[8]) — zweifellos eine „innere Struktur", d. h. eine Nahordnung erkennen.

Nach diesen Ergebnissen scheint es uns wichtig zu sein, von den übrigen, noch in Betracht kommenden physikalischen Eigenschaften, wie spezifische Wärmen, Molekularpolarisation, Molekularrefraktion u. dgl., die gegen Änderungen des Ordnungszustandes besonders empfindliche[9]) elektrische Doppelbrechung bei hohen Drucken an möglichst vielen Stoffen zu untersuchen, um festzustellen, in welchem Umfange und bei welchen Stoffen auch diese Eigenschaft wesentlich nur von der Dichte, d. h. vor allem vom molekularen Kraftfeld und weniger von der Temperatur bedingt ist.

Auf diesem experimentell allerdings nicht einfachen Wege hoffen wir zu einem tieferen Verständnis der Unterschiede zwischen verdünnten Gasen und Flüssigkeiten zu gelangen und Unterlagen für eine Erweiterung der molekularen Gastheorie auf Flüssigkeiten gewinnen zu können.

§ 2. Messungen des Kerreffektes bei hohen Drucken

In der vorliegenden Arbeit haben wir uns nun speziell die Aufgabe gestellt, die Druckabhängigkeit der elektrischen Doppelbrechung, die — wie erwähnt — gegen Änderungen der Nahordnung besonders empfindlich ist (Anm. 4), zu untersuchen, um dann in Verbindung mit bereits vorliegenden Messungen der Molekularpolarisation und Molekularrefraktion erstmalig genauere Ergebnisse hinsichtlich der Parameter der Nahordnung l und V_0 zu bekommen.

Für die 3 genannten Größen besitzen wir eine bei verdünnten Gasen qualitativ richtige Theorie. Sie geht von dem Ansatz aus, daß das maßgebende innere, elektrische Feld bei völliger Unordnung der Moleküle durch das Lorentz-Feld

$$F = \mathfrak{E} + \frac{4\pi}{3}\mathfrak{P} = \frac{\varepsilon + 2}{3}\mathfrak{E}$$

dargestellt werden kann.

Die bei hohen Dichten einsetzende Nahordnung bringt nun notwendigerweise 2 Folgeerscheinungen mit sich:

1. Die von Debye eingeführte Rotationsbehinderung, gemessen durch das Behinderungspotential V_0 und
2. eine Anisotropie des inneren Feldes, das wir jetzt in der Form

$$F_j = \frac{\varepsilon + 2}{3} l_j \mathfrak{E}_j$$ [10])

Anmerkung 4: Während z. B. die Molekularpolarisation von CO_2 bei 1700 Atmosphären nur um 2 Proz. vom Wert bei Normalbedingungen abweicht, zeigt die Kerrkonstante schon bei Drucken von einigen hundert Atmosphären Abweichungen von 30 Proz. und mehr von dem Werte, wie er bei Annahme völliger Unordnung der Moleküle aus der Theorie berechnet werden kann. — Dementsprechend unterscheiden sich auch die Molekularpolarisation von dipollosen Gasen und Flüssigkeiten nur um wenige Prozent, die molaren Kerrkonstanten dagegen um einige hundert Prozent[11]).

7) Enskog, Kungl. svenska Akad. handlingar **63**, 7, 1922/23.

8) Van Wijk und W. A. Seeder, Physica **4**, 1073, 1937; Physica **6**, 129, 1939; van Wijk, van der Veen, H. Brinkman und W. A. Seeder, Physica **7**, 45, 1940.

9) Vgl. H. A. Stuart, Hand- u. Jahrbuch d. chem. Physik **10** (III), 28, 1939.

10) A. Peterlin und H. A. Stuart, Zeitschr. f. Phys. **113**, 663, 1939.

11) Vgl. H. A. Stuart, Hand- u. Jahrbuch d. chem. Physik, l. c.

darstellen müssen. – Hierin gibt $j = 1, 2, 3$ die Hauptachsenrichtungen der geordneten Gebiete an, während l ein Maß für die Anisotropie des inneren Feldes ist.

Zu diesen beiden Erscheinungen tritt bei extrem hohen Dichten noch die Deformation der Elektronenhüllen, die jetzt bereits aus den verschiedenartigsten Messungen bei hohen Drucken erwiesen zu sein scheint. [Auf eine Molekülde-formation deuten z. B. gewisse Eigenschaften fester Substanzen[12]), dann der Vorzeichenwechsel in d^2v/dt^2 bei organischen Flüssigkeiten, und schließlich der Verlauf der Viskosität einiger Substanzen bei hohen Drucken hin (l. c.). Vgl. hierzu auch die theoretischen Arbeiten von Schottky, Heisenberg, Born und Jordan und J. Slater].

In dem von uns untersuchten Dichtebereich dürfte dieser Effekt jedoch noch keine wesentliche Rolle spielen, so daß wir nur mit den beiden obengenannten Erscheinungen werden zu rechnen haben. – Da dabei die beiden für die Nahordnung charakteristischen Parameter l und V_0 die Molekularpolarisation bzw. die Molekularrefraktion einerseits und die Kerrkonstante andererseits in verschiedener Weise beeinflussen, müssen sich aus Messungen dieser Größen unter Druck die Anisotropie des inneren Feldes und das Behinderungspotential als Funktion der Dichte berechnen lassen.

Zu diesem Zweck war es notwendig, noch Kerreffektmessungen bei hohen Drucken durchzuführen[13]). Dabei liegt die Hauptschwierigkeit darin, daß bei den untersuchten Substanzen die auftretenden Gangunterschiede z. T. außerordentlich klein sind (10^{-4} bis 10^{-5} Wellenlängen) und man daher gezwungen ist, möglichst lange Kerrkondensatoren einzubauen. Man kommt dann notgedrungen zu einer für Hochdruckzwecke verhältnismäßig komplizierten Apparatur mit großem Volumen und sehr vielen Dichtungen für Hochspannungsdurchführungen, Druckeinführungen, optischen Fenstern u. dgl.

Weiterhin kann man die kleinen Gangunterschiede mit genügender Genauigkeit nur durch Halbschattenmethoden messen. Da jedoch der Halbschattenkompensator selbst druckabhängig ist (die Gangdifferenz der Kompensatorplatte würde sich ja bei einem eingebauten Kompensator auch mit dem Druck ändern), ist ein Einbau des Kompensators in das Druckrohr bei Absolutmessungen und Messungen der Druckabhängigkeit der Kerrkonstanten nicht möglich. Man kann daher durch den Einbau des Polarisators in das Druckrohr lediglich den Einfluß der ersten Endglasplatte ausschalten, während sich die zusätzliche Doppelbrechung der zweiten Endglasplatte und ein Druckeinfluß auf die eingebauten Polarisationsprismen störend bemerkbar machen.

Wegen dieser Schwierigkeiten liegen in der Literatur bisher nur Messungen der Kerrkonstanten mit monochromatischem Licht unter 100 Atmosphären[14]) und eine einzige Messung an Stickstoff mit weißem Licht bei 150 Atmosphären[15]) vor, wobei sich die von verschiedenen Autoren gemessenen Werte teilweise um den Faktor 2 unterscheiden.

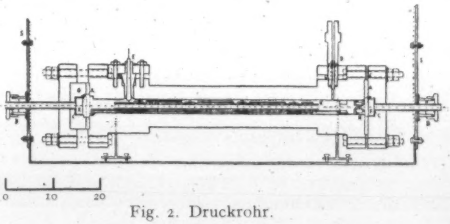


Fig. 2. Druckrohr.

Mit dem in Fig. 2 dargestellten Versuchsrohr konnte nun der eine von uns Messungen an Stickstoff, Kohlensäure, Äthylen, Methan und Argon bis zu 400 Atmosphären durchführen. – Das in der Figur dargestellte Versuchsrohr besteht aus einem 60 cm langen Stahlrohr mit 30 mm Innendurchmesser. In ihm ist der eigentliche Kerrkondensator K und das Polarisationsprisma N eingebaut. Es enthält weiter die elektrische Hochspannungsdurchführung E und die Druckeinführung D.

Den Verschluß bilden 2 Flansche, die durch je 12 Schraubenbolzen gehalten werden, wobei der eine (der linke in Fig. 2) einen drehbaren Einsatz G besitzt, um das optische Fenster F in eine Lage kleinster Doppelbrechung drehen zu können.

Um größere Doppelbrechungen der präzisionsgekühlten Endglasplatten zu vermeiden, mußten diese einem möglichst gleichmäßigen, allseitigen Druck ausgesetzt werden. Sie waren deshalb lediglich an ihrer Unterseite mit einer ganz dünnen Schicht aus Kanadabalsam, gelöst in Xylol (oder auch nur mit geschmolzenem Kanadabalsam), druckdicht in die Apparatur eingekittet. Eine derartige Halterung erweist sich – wie bereits Bridgman in seinem Werk „The physics of high pressure" angibt – als absolut druckdicht, da die von dem Gas auf die Oberfläche des Glases ausgeübte Gesamtkraft die Scheibe gegen die Unterlage drückt, und so

12) Bridgman, Rev. mod. phys. **7**, 1, 1935.
13) Siehe hierzu E. Kuß, Diss., Berlin 1940.
14) Bruce, Phys. Rev. **44**, 682, 1933; Breazeale, Phys. Rev. **47**, 789, 1935; **48**, 237, 1935; **49**, 625, 1936; Borchert, Physik. Zeitschr. **39**, 156, 1938.
15) Bizette, C. R. **202**, 304, 1936.

Tabelle I

Kerrkonstanten in Abhängigkeit vom Druck

N_2 25,1° C			CO_2 25,1° C			C_2H_4 40,0° C			CH_4 25,0° C		
Druck int. at	Dichte Mol/L	$B \cdot 10^{15}$	Druck int. at	Dichte g/cm³	$B \cdot 10^{15}$	Druck int. at	Dichte g/cm³	$B \cdot 10^{15}$	Druck int. at	Dichte g/cm³	$B \cdot 10^{15}$
111,6	4,52	2,94	36,7	0,085	11,20	54,1	$0,08_9$	15,5	103,6	0,08	3,05
147,7	5,88	3,89	49,3	0,13	18,12	76,2	$0,17_1$	31,7	129,5	$0,10_2$	4,30
166,0	6,55	4,37	63,4	0,24	34,4	97,8	0,26	52,6	178,6	$0,14_4$	6,95
224,0	8,50	5,89	$69,5_4$	0,74	122,3	195,3	0,37	70,6	216,8	$0,17_3$	8,74
245,0	9,13	6,31	88,2	0,80	130,5	301,5	0,42	75,1	399,1	$0,24_9$	$12,1_4$
312,9	10,93	7,85	176,0	0,90	142,2				419,7	$0,25_7$	$12,6_9$
387,3	12,71	9,04	238,3	0,94	147,4						
415,3	13,26	9,71	397,9	1,00	159,3						

wegen der nichtunterstützten Fläche des Fensters in der Dichtungsfläche ein Druck herrscht, der jeweils um einen bestimmten Prozentsatz höher ist als der des Gases (Prinzip der nichtunterstützten Fläche). – Die Dichtungen an den aufgeschraubten Endflanschen wurden dagegen durch Dichtungsscheiben *A* bewirkt, in die sich von beiden Seiten die etwa $^3/_4$ mm hohen Dichtungskörner der Endflansche bzw. des Rohres drückten. Diese Scheiben können nach jedem Gebrauch ausgewechselt und abgeschliffen werden. Als Material wurde ursprünglich ausgeglühtes Kupfer, später jedoch Aluminium genommen, das wegen seiner geringen Härte viel leichter eine Dichtung erzielen läßt.

Die Erzeugung des Druckes geschah in der üblichen Weise mit Hilfe eines Kompressionsgefäßes von etwa 1 Liter Inhalt, in das durch eine Druckpumpe Sperrflüssigkeit gepumpt werden konnte. Zur Erzeugung der notwendigen Gleichspannung von etwa 20 *kV* diente ein Hochspannungsgleichrichter in der Graetzschen Vierzellenschaltung, der bei der vorliegenden Belastung eine Welligkeit von weniger als $^1/_{10}$ Promille aufwies.

Die Doppelbrechung wurde, wie erwähnt, mit dem Braceschen Halbschattenverfahren und der von Szivessy genau untersuchten Näherungsformel $\delta = \pm \operatorname{tg} x\,(\sin 2\bar{k} - \sin 2\bar{k}_0)$ bestimmt (x = Phasendifferenz der Kompensatorplatte, $\bar{k}$ und $\bar{k}_0$ = Halbschattenazimute der Kompensatorplatte mit und ohne Doppelbrechung). Die Fehler, die durch Verwendung der Näherungsformel hineinkommen, liegen in der Größenordnung von einigen Promille, wobei z. T. dieselben Vernachlässigungen gemacht werden, die auch durch die störende Doppelbrechung der Endglasplatte in das Meßverfahren hineinkommen. Eine erste Abschätzung zeigt, daß der letztgenannte Fehler weit unter 2 Proz. – in den meisten Fällen wohl in der Größenordnung von einigen Promille – liegen wird.

Auf das eigentliche Meßverfahren, das den Einfluß der Doppelbrechung der Endglasplatte möglichst klein macht, und weitere apparative Einzelheiten (Hochspannungsdurchführung u. dgl.) kann hier nicht näher eingegangen werden[16].

Von den Messungen wollen wir auch nur diejenigen hier diskutieren, die es gestatten, mit Hilfe der von Peterlin und Stuart durchgeführten Überlegungen Rückschlüsse auf die Parameter der Nahordnung von Flüssigkeiten zu ziehen. Zu diesem Zweck werden wir nur die Kohlensäure und Äthylenmessungen am Beispiel zweier herausgegriffener Isothermen betrachten. – Alle übrigen Messungen sind in der vorstehenden Übersicht zusammengestellt.

Zu den Messungen an Methan und Argon wollen wir hier nur erwähnen, daß man bei kugelsymmetrischer Gestalt der Moleküle nach der Langevin-Bornschen Orientierungstheorie zunächst keinen Effekt erwarten sollte. – Da der Effekt jedoch an beiden Substanzen einwandfrei erwiesen ist, und eine Molekülde formation bei den verhältnismäßig geringen Dichten äußerst unwahrscheinlich ist, müßte man vor allem noch folgende Erklärungsmöglichkeiten durchdiskutieren:

1. Eine Erklärung durch einen quadratischen Starkeffekt nach der Voigtschen Theorie. (Da ein größerer Effekt nur in unmittelbarer Nähe einer Absorptionslinie, die einen quadratischen Starkeffekt zeigt, erwartet werden kann, dürfte mindestens bei Methan diese Erklärungsmöglichkeit wegfallen.)
2. Eine Erklärung durch anisotrope Lagerung der Moleküle. [Die hier vorliegenden Beziehungen[17] sagen jedoch alle wesentlich kleinere Effekte voraus.]

16) Siehe hierzu E. Kuß, l. c.

17) R. Gans, Ann. d. Phys. **62**, 340, 1920; H. A. Stuart, Zeitschr. f. Phys. **68**, 552 (Anm.), 1930.

3. Das gleichzeitige Vorhandensein von angeregten und nichtangeregten Atomen [wie es z. B. Parthasarathy[18]) zur Erklärung des von ihm an Argon festgestellten Depolarisationsgrades annimmt. – Nach Neugebauer wird jedoch die Zahl der angeregten Atome so klein sein, daß auch diese Erklärungsmöglichkeit fortfällt.]
4. Schließlich läßt die quantenmechanische Durchrechnung nach Th. Neugebauer[19]) einen Effekt auch an Edelgasen erwarten, der nach Angaben von ihm noch nicht nachgewiesen werden konnte. – Ob diese Voraussage mit dem oben gefundenen Effekt übereinstimmt, ließ sich bisher noch nicht feststellen, da sich der durch die Quantenmechanik vorausgesagte Effekt, der außer dem „Voigtschen" und dem „Langevinschen Glied" noch weitere Glieder enthält, in seiner Größenordnung noch nicht ohne weiteres abschätzen läßt.

§ 3. Diskussion der Ergebnisse und Berechnung der Parameter der Nahordnung

Als erstes Ergebnis zeigen die Messungen an Kohlendioxyd, daß der Verlauf der Kerrkonstanten in Abhängigkeit von der Dichte oberhalb und unterhalb der kritischen Temperatur im wesentlichen derselbe ist. Das können wir mit älteren Viskositätsmessungen vergleichen, die bei denselben Temperaturen, und zwar oberhalb und unterhalb von T_k bis zu Drucken von 200 Atmosphären ausgeführt wurden. Dabei zeigt sich folgendes:

Die dynamische Fluidität $1/\eta$ der gasförmigen und flüssigen Kohlensäure zeigt in Abhängigkeit von der Dichte selbst in der Gegend des kritischen Punktes einen geradlinigen Verlauf entsprechend der empirischen Formel von Batschinski. – Das ist zwar erstaunlich, in unserem Zusammenhang jedoch von geringerer Bedeutung, da diese Formel nicht theoretisch begründet ist und keine Rückschlüsse auf die Nahordnung zuläßt.

Für die kinematische Fluidität müssen wir dagegen in dem von uns behandelten Dichtebereich auf die Theorie von Enskog zurückgreifen, da die von van Wijk und Seeder durchgeführten Betrachtungen nur auf den Spezialfall der hochverdichteten Flüssigkeit, deren Dichte der am Schmelzpunkt bereits ähnlich ist, angewandt werden können. Nach Enskog muß bei Zugrundelegung bekannter Isothermendaten die Viskosität als Funktion der Dichte bei Kohlendioxyd ein Minimum durchlaufen, das bei den in der Nähe der kritischen Temperatur liegenden Isothermen sehr nahe bei der kritischen Dichte liegt. Die von ihm aus den Dichteisothermen berechneten Werte zeigen dabei eine ausgezeichnete Übereinstimmung mit älteren Messungen von Babo und Warburg (s. Anm. 5).

Legt man dagegen die etwas neueren Messungen von Phillips[20]) zugrunde, so zeigen sich größere Abweichungen zwischen den theoretisch berechneten Werten und den gemessenen Werten. In der Tabelle II gibt die 3. Spalte die bei 40° C gemessenen Werte an, die direkt der Arbeit von Phillips entnommen sind, während in der 4. Spalte die neuberechneten theoretischen Werte eingetragen sind.

Tabelle II

Die kinematische Fluidität von Kohlensäure als Funktion der Dichte (nach Messungen von Phillips)

at	ϱ	$\eta/\varrho \cdot 10^3$ gemessen	$\eta/\varrho \cdot 10^3$ berechnet	$\eta/\varrho \cdot 10^3$ gemessen
141	0,768	$(0{,}80_9$*)	0,810	0,907
112	0,699	$0{,}81_7$	0,765	—
108	0,682	$0{,}79_2$	0,755	—
100	0,636	$0{,}76_1$	0,731	—
94	0,582	$0{,}71_2$	0,706	—
85	0,385	$0{,}69_8$	0,692	—
80	0,291	$0{,}74_8$	0,762	—
70	0,204	$0{,}98_1$	0,953	(0,93*)
60	0,153	$1{,}22_0$	1,205	1,17
40	0,083	2,12	1,912	2,00
23,8	$0{,}040_8$	4,11	1,855	3,98

*) Die eingeklammerten Werte sind extrapoliert.

Wir sehen, daß gerade im niedrigen Druckbereich die Abweichungen sehr stark werden, und daß sich der Verlauf über den ganzen Dichtebereich auf diese Weise formelmäßig nur sehr schlecht wiedergeben läßt. Das ist zweifellos auf die Vernachlässigung zurückzuführen, die bei der Ableitung der Formel gemacht wurde (s. Anm. 6).

18) Parthasarathy, Ind. J. **7**, 243, 1932; Neugebauer, Zeitschr. f. Phys. **82**, 660, 1933.

19) Th. Neugebauer, Zeitschr. f. Phys. **73**, 409, 1932; **88**, 392, 1933.

Anmerkung 5: Eine davon abweichende Theorie der Viskosität bei höheren Dichten hat Andrade (Phil. Mag. **17**, 497 und 698, 1934) aufgestellt. Nach dieser kommt es zur Impulsübertragung nur immer bei Auftreten einer sogenannten van der Waalsschen Bindung, die dann entsteht, wenn zwei benachbarte Moleküle sich in einer gegenseitigen Lage kleinster potentieller Energie befinden. (Siehe auch die Zusammenstellung weiterer theoretischer Arbeiten bei E. Fischer, Aufbau der Flüssigkeit, II., l. c., und A. Leontjewa, Fortschr. phys. Wiss. **23**, 131, 1940 [Moskau].)

20) P. Phillips, Proc. Roy. Soc. **87**, 48, 1912.

Anmerkung 6: Es sei jedoch bemerkt, daß die Beziehung von Enskog in einer neueren Arbeit an gasförmigen Stickstoff bis 1000 Atmosphären mit sehr guter Genauigkeit bestätigt werden konnte (Michels, Proc. Roy. Soc. **134**, 288, 1932), wobei allerdings zu beachten ist, daß diese Messungen im Gegensatz zu den oben besprochenen Kohlendioxydmessungen weit oberhalb der kritischen Temperatur durchgeführt wurden, so daß die Abweichungen vom idealen Gaszustand noch nicht so groß sind.

In der 5. Spalte sind dagegen die derselben Dichte entsprechenden experimentellen Werte für 20° C eingetragen, die jetzt natürlich einem anderen Druck entsprechen, als dem in der 1. Spalte angegebenen. Die Abweichungen zwischen den Werten der 3. und 5. Spalte betragen maximal nur 5–6 Proz., was bei der Empfindlichkeit der inneren Reibung nach dem obigen auf eine ähnliche Struktur in den beiden Fällen schließen läßt. Das bedeutet, daß der Ordnungszustand im flüssigen Zustand und im Gaszustand derselben Dichte annähernd derselbe ist. In Übereinstimmung mit den Kerreffektmessungen erhalten wir also unsere obige Vermutung bestätigt, daß der molekulare Ordnungszustand beim CO_2 in der Hauptsache durch die Dichte bedingt ist, wobei kleine Temperaturänderungen fast nichts ausmachen, und daß eine eventuell vorhandene Nahordnung nicht nur im flüssigen Zustand, sondern auch schon im Gaszustand entsprechender Dichte vorliegen wird.

Noch klarer zeigt das der Verlauf der Kerrkonstanten von Kohlendioxyd, der in Fig. 3a und 3b für 25 und 40° C aufgetragen ist. Wir sehen dabei, daß in beiden Fällen die Abweichungen von der gestrichelt eingezeichneten „theoretischen Kurve" (Langevinsche Orientierungstheorie) vollkommen analog verlaufen.

In Übereinstimmung damit zeigt die 25°-Isotherme deutlich, daß die Abweichungen der Kerrkonstante von der – vollkommene Unordnung der Moleküle voraussetzenden – Orientierungstheorie kurz nach der Verflüssigung noch verhältnismäßig gering sind, dann aber mit einer weiteren Erhöhung der Dichte steigen. Der Übergang vom gasförmigen zum flüssigen Zustand verläuft also durchaus stetig, d. h. bei der Verflüssigung treten nur entsprechend der Dichteänderung Änderungen in der Ordnung der Moleküle ein.

Beide Isothermen zeigen auch, daß die Langevin-Bornsche Theorie bis zur kritischen Dichte, die bei 0,46 g/cm³ liegt, überraschenderweise vollkommen erfüllt ist.

Weiter zeigt die Fig. 3b am Beispiel der 40°-Isotherme, daß die Abweichungen von der Theorie zunächst einmal fast proportional zu $\varrho - \varrho_k$ verlaufen. Erst bei höheren Dichten scheint sich dann eine stärkere Abhängigkeit von der Dichte bemerkbar zu machen.

Und nun zu der eigentlichen Auswertung. – In der Einleitung sahen wir bereits, daß die durch die große Packungsdichte der Moleküle bedingte Nahordnung in sehr komplizierter Weise von dem Kraftfeld des gerade vorliegenden Moleküls abhängen und daher bei den einzelnen Substanzen sehr verschieden sein wird. Wir können deshalb nicht erwarten, daß man allgemeingültige empirische Gesetzmäßigkeiten wird etwa dadurch ableiten können, daß man das Verhältnis der Kerrkonstanten im gasförmigen und flüssigen Zustand nach den in der Literatur vorliegenden zahlreichen Messungen bei verschiedenen Substanzen miteinander vergleicht.

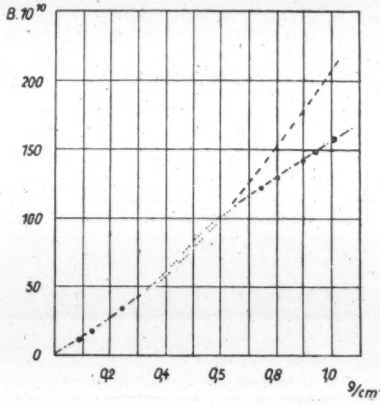


Fig. 3a. Dichteabhängigkeit der Kerrkonstanten von Kohlensäure ($t = 25{,}1°$ C).

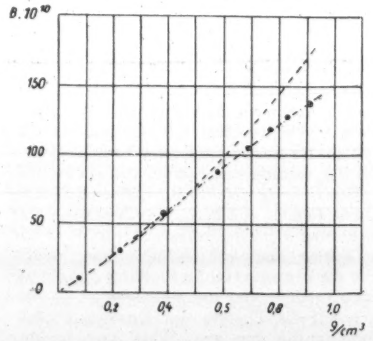


Fig. 3b. Dichteabhängigkeit der Kerrkonstanten von Kohlensäure ($t = 40°$ C).

Man kann lediglich die bekannte Tatsache feststellen, daß die im flüssigen Zustand gemessenen Kerrkonstanten – abgesehen von Substanzen mit hochsymmetrischen Molekülen – kleiner als die aus dem Gaszustand berechneten sind, und man kann versuchen, die Verschiedenartigkeit der Abweichungen mit dem Bau der Moleküle in Zusammenhang zu bringen[21]).

21) Vgl. H. A. Stuart, Hand- u. Jahrbuch d. chem. Physik, l. c.

Daß die Aufstellung allgemeingültiger Gesetzmäßigkeiten Schwierigkeiten macht, ist an sich auch nicht weiter erstaunlich, wenn wir bedenken, daß selbst hinsichtlich der Dichte, die doch in weit geringerem Maße vom molekularen Ordnungszustand abhängt als die Kerrkonstante, bei einem Vergleich verschiedener Substanzen in korrespondierenden Zuständen eine restlose Übereinstimmung nicht zu erreichen ist, und daß die Abweichungen offenbar mit dem Bau der Moleküle in Zusammenhang stehen. Auch hatten frühere Versuche von Kamerlingh Onnes und De Haas, auf Grund des Ähnlichkeitsprinzips allgemeingültige Gesetzmäßigkeiten für die Viskosität abzuleiten, bekanntlich ebenfalls keinen größeren Erfolg.

Wir müssen uns also darauf beschränken, für einige spezielle Fälle den Zustand der Nahordnung festzustellen. — Bei den von uns untersuchten Substanzen können wir annehmen, daß Assoziationserscheinungen keine wesentliche Rolle spielen werden.

Unter dieser Voraussetzung können wir aus dem bekannten Verlauf der Kerrkonstanten und der Molekularpolarisation unter Druck mit Hilfe der bei Peterlin und Stuart angegebenen Beziehungen[22]) den Verlauf der Rotationsbehinderung und der Anisotropie des inneren Feldes berechnen.

In einer vor kurzem erschienenen Arbeit von A. Michels und Kleerekoper[23]) konnte nämlich der Verlauf der Molekularpolarisation P auch im niedrigen Druckbereich mit genügender Genauigkeit bestimmt werden (s. Anm. 7). Die Clausius-Mosottische Funktion durchläuft danach in dem Dichtebereich ein Maximum, und zeigt überraschenderweise einen abweichenden Verlauf von der Molekularrefraktion R (s. Anm. 8).

Die Werte der Molekularpolarisation, die wir weiterhin allein benutzen wollen, zeigen außerdem Abweichungen bereits unterhalb der kritischen Dichte, während bei den Kerreffektmessungen hier noch keine merklichen Abweichungen auftreten. Wollen wir gleichzeitig den Verlauf der beiden Konstanten erklären, so müssen wir deshalb annehmen, daß die l-Werte der Peterlin-Stuartschen Beziehungen, die ja ein gewisses Maß für das anisotrope innere Feld darstellen, in dem gesamten Untersuchungsbereich negativ sind und ein Minimum durchlaufen.

Als erster provisorischer Versuch wurde deshalb aus den Kerreffektmessungen und den Michelsschen Werten der Molekularpolarisation die Rotationsbehinderung und Anisotropie des inneren Feldes für die 40°-Isotherme von Kohlendioxyd ausgerechnet. Wir erhalten folgende Werte:

Tabelle III

Die Parameter der Nahordnung bei der 40°-Isotherme von CO_2 als Funktion der Dichte

p int. at	Dichte g/cm³	$B \cdot 10^{10}$	R_1	$\frac{R_2}{B_{beob.}} = \frac{}{B_{ber.}}$	l	y
37,5	0,078	9,54	1,0050	1,00	(−0,060)	(4,01)
51,3	0,120	15,78	1,0076	1,90	(−0,068)	(1,31)
74,3	0,234	31,42	1,0146	1,00	(−0,100)	(1,77)
84,8	0,38	58,86	1,0223	1,00	(−0,128)	(2,22)
94,0	0,58	87,6	1,0263	0,93	(−0,125)	(2,73)
109,9	0,69	105,1	1,0254	0,89	(−0,110)	(3,00)
142,2	0,77	119,6	1,0243	0,87	(−0,103)	(3,13)
186,7	0,83	129,0	1,0230	0,85	(−0,092)	(3,24)
300,1	0,91	138,6	1,0212	0,80	(−0,083)	(3,36)

Die 3. Spalte gibt die gemessenen Kerrkonstanten an, die 4. den Quotienten der experimentell ermittelten zur theoretisch berechneten Molekularpolarisation. Die nächste Spalte gibt dann den entsprechenden Quotienten für die Kerrkonstante an, während die beiden letzten Spalten als Maß für die Anisotropie des inneren

22) A. Peterlin und H. A. Stuart, Zeitschr. f. Phys. **113**, 663, 1939.

23) A. Michels und L. Kleerekoper, Physica **6**, 586, 1939.

Anmerkung 7: Eine frühere Arbeit ergab lediglich eine Abnahme der Molekularpolarisation um etwa 1 Proz. bei 1000 Atmosphären [A. und C. Michels, Phil. Trans. (A) **231**, 409, 1933; C. Michels-Veraart, Diss., Amsterdam 1937].

Anmerkung 8: Von vornherein würde man erwarten, daß sich die Anisotropie des inneren Feldes im statischen Feld und im Wechselfeld optischer Frequenzen, gemessen durch die Größen l und b, nur in dem Verhältnis $P : R$ bei Normalbedingungen unterscheidet, P und R als Funktion der Dichte also vollkommen analog verlaufen. — Statt dessen ist bei der Molekularrefraktion das Maximum lange nicht so ausgesprochen und liegt bei wesentlich niedrigeren Dichten als bei der Molekularpolarisation. Auch ist der Reduktionsfaktor R_1 bzw. R_1' bei höheren Dichten bei der Molekularpolarisation größer als Eins, bei der Molekularrefraktion dagegen kleiner als Eins. — Sollten diese Abweichungen reell sein, so würde das bedeuten, daß die Anisotropie des inneren Feldes, charakterisiert durch die Größe e, für das Hochfrequenzfeld und für den statischen Fall nicht nur dem Betrage nach verschieden ist, sondern sich sogar im Vorzeichen unterscheidet. — Ein solcher Effekt ist im Prinzip durchaus denkbar, sobald die optischen und elektrostatischen Polarisierbarkeiten sich nicht nur bezüglich ihrer Mittelwerte, sondern auch bezüglich der Anisotropie, gemessen durch die Größe:

$$\delta^2 = \frac{(\alpha_1-\alpha_2)^2+(\alpha_2-\alpha_3)^2+(\alpha_3-\alpha_1)^2}{[\alpha_1+\alpha_2+\alpha_3]^2},$$

unterscheiden. Zur näheren Untersuchung dieses Falles wäre es sehr wertvoll, die Messung der Molekularpolarisation mit größerer Genauigkeit zu wiederholen.

24) A. Michels und J. Hamers, Physica **4**, 995, 1937.

Feldes und die Rotationsbehinderung die l-Werte und die Werte $y = V_0/kT$ der Peterlin-Stuartschen Beziehungen angeben. Die Bezeichnungen lehnen sich dabei an die bereits zitierten Arbeiten an.

Wir sehen, daß bei höherer Dichte die Rotationsbehinderung, die übrigens als Funktion der Dichte fast geradlinig verläuft, auf jeden Fall schon sehr beträchtliche Werte annimmt (s. Anm. 9).

Im Gegensatz zu den y-Werten durchlaufen die l-Werte ein Minimum, das etwa bei der kritischen Dichte liegt. — Der Verlauf der beiden Parameter l und y ist in Fig. 4 dargestellt.

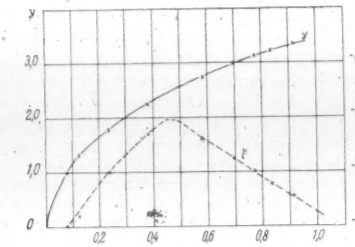


Fig. 4. Der Parameter der Nahordnung für die 40°-Isotherme von CO_2.

Wegen der Ungenauigkeit in den Messungen des Kerreffektes und der Molekularpolarisation und der Empfindlichkeit der daraus berechneten Parameter gegen verhältnismäßig kleine Änderungen der gemessenen Konstanten können wir den Rechnungen nur den qualitativen Verlauf der l-Werte und die Größenordnung der Rotationsbehinderungen entnehmen. Als Resultat erhält man hierbei, daß an CO_2 bei 40° C und 300 Atmosphären ein Behinderungspotential von 3 bis 3,5 kT auftritt. Das bedeutet nach Fig. 2 der Peterlin-Stuartschen Arbeit, daß bei diesen Dichten bereits eine recht unsymmetrische Verteilung, d. h. eine sehr ausgeprägte Einstellung der Moleküle in die Vorzugsrichtung der Umgebung und damit eine starke Nahordnung vorliegt.

Weiter wurden Messungen an Äthylen durchgeführt, wobei sich ganz analoge Verhältnisse zeigen. — Auch hier treten stärkere Abweichungen im Kerreffekt erst von der kritischen Dichte, die bei 0,21 liegt, in Erscheinung. Die prozentualen Abweichungen bei hohen Dichten sind dabei größer als bei Kohlensäure und betragen bis zu 32 Proz., wobei auch hier Dichten erreicht werden, die über doppelt so groß sind wie die kritische Dichte.

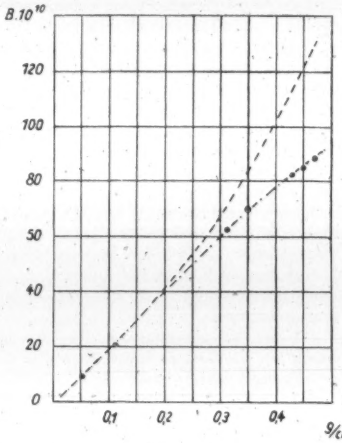


Fig. 5. Dichteabhängigkeit der Kerrkonstanten von Äthylen ($t = 20°$ C).

Als Beispiel zeigt die Fig. 5 die 20°-Isotherme von Äthylen.

Leider fehlen bei Äthylen Messungen der Dielektrizitätskonstanten und des Brechungsindex bei höheren Dichten. — Es lassen sich deshalb die Parameter der Nahordnung nur unter der Voraussetzung berechnen, daß die Molekularpolarisation als konstant angesehen wird. — Diese Voraussetzung würde bedeuten, daß die Anisotropie des inneren Feldes als verschwindend klein angesetzt wird, und wir bekämen dann nach den Peterlin-Stuartschen Beziehungen ein Behinderungspotential, das bei 437 Atmosphären und der Dichte 0,47 etwa $V_0 = 4\,kT$ betragen würde. Zugrunde gelegt sind dabei die in Tabelle IV angegebenen Meßwerte der 20°-Isotherme von Äthylen (s. Anm. 10).

Das Behinderungspotential ist danach größer als das von CO_2 bei entsprechender Dichte, doch kann auch hier die Rechnung nur dazu dienen, um die Größenordnung der Parameter zu ermitteln.

Anmerkung 9: Das steht in gewisser Analogie zu den Modellversuchen von Kast und Stuart, bei denen an Modellen der Größe 6×15 mm von der Raumerfüllung 0,5 ab eine ausgesprochen starke, grätenförmige Anordnung bevorzugt auftrat (Fig. 1c).

Anmerkung 10: Es wäre dazu wünschenswert, wenn in Zukunft vor allem Messungen der Molekularpolarisation und der Kerrkonstanten immer gleichzeitig durchgeführt werden könnten, da nur durch ihre Kombination der Ordnungszustand der Substanz eindeutig festgelegt werden kann.

Tabelle IV

Das Behinderungspotential bei der 20°-Isotherme von Äthylen als $f(\varrho)$

p int. at	Dichte g/cm³	$B \cdot 10^{10}$	R	$y = \frac{V}{kT}$
52,5	$0{,}11_3$	20,5	1,00	
78,9	$0{,}31_4$	63,1	0,87	(2,0)
100,0	0,35	69,8	0,83	(2,7)
251,1	0,43	82,7	0,73	(3,5)
308,2	0,45	84,8	0,70	(3,7)
437,6	0,47	88,2	0,68	(3,9)

Wir möchten abschließend noch einmal auf die Wichtigkeit systematischer Untersuchungen der Struktur der Flüssigkeit hinweisen. – Es wäre vor allem wünschenswert, weit mehr als bisher Untersuchungen der Molekularpolarisation, Molekularrefraktion und anderer Konstanten in einem möglichst großen Dichtegebiet, d. h. bis zu möglichst hohen Drucken gleichzeitig durchzuführen, da man nur an Hand eines umfangreichen Materials die grundlegenden Zusammenhänge zwischen der Nahordnung und den Eigenschaften des Einzelmoleküls wird aufstellen können. – In diesem Zusammenhang wäre es auch eine für den theoretischen Physiker lohnende und dankbare Aufgabe, für Modelle mit vernünftig gewähltem und mathematisch nicht zu schwer zu handhabenden Kraftfeld die Potentialfunktion aufzustellen und für verschiedene Packungsdichten die Nahordnung, und daraus das anisotrope innere Feld und das Behinderungspotential zu berechnen. Wählt man dazu Kraftfelder, die sich auch im Modellversuch verwirklichen lassen, so ist diese berechnete Nahordnung direkt im Modellversuch zu kontrollieren, und man kann hoffen, später dann auch für die komplizierteren Felder der wirklichen Moleküle die entsprechenden Rechnungen durchführen zu können.

Dresden, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, im März 1941.

(Eingegangen 24. März 1941)

Messungen an Quecksilberstoßentladungen bei höheren Drucken

Von R. Rompe und P. Schulz

Mit Tafel II

Es ist seit langem bekannt, daß bei Entladungen von Kondensatoren durch Funkenstrecken sehr hohe Momentanwerte der Helligkeit erreicht werden[1]). Dies hat zu einer Verwendung derartiger Lichtquellen für Zwecke der Kurzzeitphotographie schnell bewegter Gegenstände (Geschosse u. dgl.) und zur Entwicklung sehr leistungsfähiger Stroboskope geführt[2]). Durch die Entwicklung der Gasentladungslampen, besonders der Hochdrucklampen, erschien es aber auch möglich, extrem hohe Momentanleuchtdichten zu erzielen. So haben Pirani und Rompe[3]) schon im Jahre 1933 den Vorschlag gemacht, eine Filmprojektion mit kontinuierlich ablaufendem Film dadurch zu ermöglichen, daß eine in geeigneter Phase und zeitlich konstantem Abstand von $^1/_{25}$ sec kurzzeitig aufblitzende Lichtquelle sehr hoher Momentanleuchtdichte zur Projektion des Filmes verwendet wird.

In der damaligen Zeit sind in der Studiengesellschaft für elektrische Beleuchtung Arbeiten zur Entwicklung geeigneter, mit Kondensatorentladung betriebener Lichtquellen durchgeführt worden, über die in dieser Arbeit einiges berichtet werden soll. Die Aufgabe, etwa die Projektion eines kontinuierlich ablaufenden Filmes zu ermöglichen, verlangt eine Lichtquelle, die innerhalb einer Zeit von 10^{-6} sec eine gemittelte Helligkeit von größenordnungsmäßig 10^7 HK hergeben muß. Dieser Wert ergibt sich, wenn man verlangt, daß die Lichtleistung bei 25 Blitzen pro Sekunde etwa dieselbe Größenordnung erreichen soll wie die einer Kinoprojektionsglühlampe.

Es soll zunächst die Anordnung beschrieben werden, die zur Erzeugung der periodisch sich wiederholenden Kondensatorentladungen ausreichender Leistung verwendet wurde und sich bei unseren Versuchen bewährt hat. Das Schaltschema zeigt Fig. 1. Es handelt sich hierbei um eine Modifikation der Marxschen Anlage zur Erzeugung von Stoßspannung. Es wurden drei Stoßkondensatoren C_1, C_2, C_3 verwendet, welche

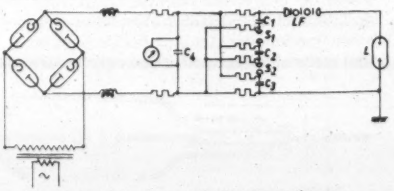


Fig. 1. Schaltschema der Stoßanordnung.

1) Literatur siehe W. Finkelnburg, Kontinuierliche Spektren. Berlin 1938.

2) C. Cranz und H. Schardin, Zeitschr. f. Phys. **56**, 147, 1929; H. Schardin und W. Struth, Zeitschr. f. techn. Phys. **18**, 474, 1937; K. G. Germershausen und H. E. Edgerton, Rev. Scient. Inst. **3**, 535, 1932; Electr. Engg. **55**, 790, 1936; J. Kluge, ETZ. **53**, 1107, 1932; M. Kornetzki, V. Formin und R. Steinitz, Zeitschr. f. techn. Phys. **14**, 274, 1933; P. Drewell, Zeitschr. f. techn. Phys. **16**, 614, 1935; Jahresber. d. Forschungsinst. d. AEG. **5**, 158, 1936/37.

3) M. Pirani und R. Rompe, Kinotechn. **15**, 131, 1933.

parallel geschaltet über Widerstände auf Spannungen zwischen 4500 und 7000 Volt aufgeladen wurden. Es wurde die parallele Aufladung der Kondensatoren gewählt, weil bei dieser Anordnung mit Sicherheit die gleichmäßige Aufladung der einzelnen Stufen gewährleistet wird. Dieses ist mit Rücksicht auf die Größe der Kondensatoren und die relativ hohe Entladungsfrequenz für ein zufriedenstellendes Arbeiten der Anlage wesentlich. C_4 diente als Glättkondensator. Durch zwei Schaltfunkenstrecken S_1, S_2 wurden die drei Kondensatoren hintereinandergeschaltet und über die Lichtquelle L entladen. Die Schaltfunkenstrecken bestanden aus zwei Metallbacken, die einander gegenüberstanden und zwischen denen eine Scheibe aus Asbestschiefer rotierte. In die Scheibe eingelassen waren zwei Metallkugeln, die um 180° versetzt angebracht waren und im Augenblick, wo sie zwischen die beiden Metallbacken hindurchstrichen, beide Funkenstrecken gleichzeitig zum Zünden brachten. Durch Variation der Rotationsgeschwindigkeit der Scheibe konnte die Entladungszahl pro Sekunde beliebig eingestellt werden. Vor der Lichtquelle lag noch eine Löschfunkenstrecke LF, welche ein rasches Abreißen der Entladung gewährleisten sollte. Die Kondensatoren hatten eine Kapazität von je 1 μF, so daß die Stoßkapazität bei Hintereinanderschaltung $^1/_3$ μF betrug. Die Stoßspannung betrug bis 21000 Volt. Die bei dieser Spannung der Entladung zur Verfügung stehende Energie war also rund 70 Watt/sec. Diese Energie entspricht bei einer Entladungszeit von etwa $5 \cdot 10^{-6}$ sec einer dauernden Leistung von $35 \cdot 10^7$ Watt.

Die Lichtquelle war eine Quecksilberlampe spezieller Ausführung. Es erwies sich nämlich schon bei den ersten orientierenden Versuchen, daß die Lichtstärke von Luftfunkenstrecken der einer Quecksilberentladung bei Drucken von 1 at und mehr unterlegen ist. Dieses gilt vornehmlich für die sichtbare Strahlung. Sodann ergab es sich, daß die Lichtstärke der Funkenstrecken mit zunehmendem Druck im Entladungsgefäß erheblich anstieg. Es wurde daher von vornherein bei der Konstruktion der Lichtquelle die Möglichkeit ins Auge gefaßt, betriebsmäßig Quecksilberdrucke von mehreren Atmosphären zu verwenden. Die endgültige Form der Entladungsröhre ist in Fig. 2 dargestellt. In einem starkwandigen Gefäß aus Hartglas befinden sich zwei Elektroden aus gesintertem Wolfram, die in ihrem Inneren eine Aktivierung enthielten. Derartige Elektroden bewährten sich im Betrieb außerordentlich gut, vor allem auch hinsichtlich der Zerstäubung. Eine Beschränkung der Spitzenstromstärke, die, wie unten beschrieben wird, bis etwa 50000 Amp., entsprechend einer spezifischen Belastung der Kathode von etwa $5 \cdot 10^7$ Amp./cm², betrug, durch die Emission der Kathode trat niemals auf. Dieses ist auch nach der Theorie der Bogenkathode nicht zu erwarten [4]). Zum Teil wurden auch mit gutem Erfolg Elektroden verwendet, die überhaupt nicht aktiviert waren. Die Elektroden sind auf 2 mm starken Wolframdrähten montiert und ragen bis etwa zur Mitte des Entladungsgefäßes hinein. Der Abstand zwischen den Elektroden und der Durchführung wurde aus thermischen und mechanischen Gründen einigermaßen lang gewählt, da sonst die offenbar bei der stoßweisen Belastung der Lampe einsetzende mechanische Beanspruchung ein Springen der Einschmelzung zur Folge hatte. Das Gefäß enthielt eine Edelgasgrundfüllung und einen Quecksilbertropfen. Zum Betrieb war es nötig, die Entladungslampe in einem Ofen zu erhitzen, um den gewünschten Quecksilberdampfdruck einzustellen. Die mechanische Festigkeit der Lampe ermöglichte es, Drucke bis zu etwa 10 at zu verwenden. Diese Lampe ist es auch, die in leicht abgeänderter Form in dem von Drewell veröffentlichten AEG.-Großstroboskop Verwendung findet [5]).

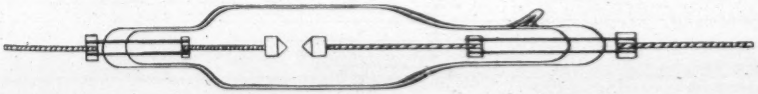


Fig. 2. Entladungsröhre.

Als erstes wurde die Dauer der Entladung untersucht. Hierzu bedienten wir uns einer Drehspiegelanordnung. Die Lichtquelle beleuchtete einen Spalt von $^3/_{100}$ mm Breite, der über den rotierenden Spiegel auf einen Film abgebildet wurde. Betrug z. B. die Drehzahl des Spiegels 4000 Touren/sec, der Abstand zwischen Film und Spiegel 750 mm, so entspricht einer Breite des Spaltbildes von 1 mm eine Lichtblitzdauer von $1{,}6 \cdot 10^{-6}$ sec. Aufnahmen der Entladung mit dieser Anordnung (Fig. 3, s. Tafel II) zeigen, daß die Hauptintensität der Entladung nahezu unabhängig vom Quecksilberdampfdruck und der Höhe der Spannung ist und $4{,}5 \cdot 10^{-6}$ sec beträgt. Bei hohen Spannungen scheint die Stoßdauer etwas kleiner zu werden, doch liegt diese Erscheinung an der Grenze der Beobachtungsfehler. In den meisten Fällen war die Entladung zwar

4) W. Weizel, R. Rompe und M. Schön, Zeitschr. f. Phys. **115**, 179, 1940.
5) P. Drewell, ETZ. **60**, 1335, 1939.

stark gedämpft, aber doch noch eben merklich oszillierend. Dieses störte jedoch wenig, da die erste Halbwelle den weitaus überwiegenden Teil der von der Lichtquelle gelieferten Helligkeit bewirkte. Jedenfalls war die Blitzdauer für die Zwecke der Kinoprojektion, wie sie versuchsweise durchgeführt werden sollte, ausreichend klein.

Die Messung der Lichtstärke von sehr kurzzeitigen Entladungen macht einige Schwierigkeiten, da die gewöhnlich für objektive Lichtstärkemessungen verwandten Sperrschichtzellen (Dresler-Zellen) nicht ausreichend trägheitsfrei sind. Die Vakuumphotozelle andererseits hat eine ausreichend kleine Trägheit, läßt sich aber schwer der Augenempfindlichkeitskurve hinsichtlich ihrer spektralen Empfindlichkeit anpassen. Aus diesem Grunde wählten wir einen anderen Weg, und zwar den der visuellen Photometrie in gleicher Farbe. Wir wählten die Zahl der Entladungen pro Sekunde so groß, daß die Flimmergrenze sicher überschritten wurde. Infolge der Gültigkeit des Talbotschen Gesetzes integriert das Auge die auftretenden Lichtstärken und ermöglicht so einen direkten photometrischen Vergleich mit einer Quecksilberhöchstdruck-Lampe nach Rompe und Thouret[6]), deren Lichtstärke direkt mit einer geeichten Dresler-Zelle gemessen wurde. Es wurde eine Quecksilberhöchstdruck-Lampe aus dem Grunde erwählt, weil die Lichtfarbe derselben weitgehend gleich der der Quecksilberstoßentladung ist. Die so ermittelte mittlere Lichtstärke kann dazu benutzt werden, die Momentanlichtstärke der Entladung zu bestimmen. Sie ergibt sich aus der mittleren Lichtstärke $\bar{\Phi}$, der Lichtblitzdauer τ und der Anzahl z der Lichtblitze je Sekunde zu

$$\Phi = \frac{\bar{\Phi}}{z \cdot \tau} .$$

Die Ergebnisse unserer Messungen sind in den Tabellen I und II enthalten. Sie sind an verschiedenen Lampen für Stoßspannungen zwischen 13,5 und 20 kV und Quecksilberdrucken von 1–6 at gewonnen worden. In der vierten Spalte der Tabelle sind außerdem noch die Momentanleuchtdichten wiedergegeben. Diese Werte sind dadurch erhalten, daß die leuchtende Fläche in einem vergrößerten Feld des Funkens ausgemessen und die Momentanlichtstärke durch die Fläche dividiert wurde. Die auf diese Art erhaltenen Werte für die Momentanleuchtdichten machen keinen Anspruch auf große Genauigkeit. Bei unseren Messungen wurden Momentanlichtstärken bis zu $12 \cdot 10^6$ HK erreicht. Die Leuchtdichten betrugen bis $60 \cdot 10^6$ Sb. Zum Vergleich seien die Leuchtdichten der Sonnenoberfläche und des Beckbogens angegeben. Diese Werte sind etwa 100000 bis 150000 Sb. bzw. 100000 Sb.

Tabelle I Momentanlichtstärke und Momentanleuchtdichte in Abhängigkeit von Stoßspannung und Druck. Lampe 1 (Fläche des leuchtenden Kanals 0,21 cm²)

Hg-Druck at	Stoßspannung kV	Momentane Lichtstärke HK · 10^6	Momentane Leuchtdichte Sb · 10^6
1	13,5	3,05	14,5
1	15,0	3,61	17,2
1	18,0	4,45	21,2
1	20,0	5,29	25,2
2	13,5	4,62	22,0
2	15,0	5,39	25,7
2	18,0	6,61	31,5
2	20,0	7,68	36,6
3	13,5	5,60	26,7
3	15,0	6,72	32,0
3	18,0	8,10	38,6
3	20,0	10,01	47,7
4	13,5	6,48	30,9
4	15,0	7,68	36,6
4	18,0	9,25	44,0
4	20,0	10,71	51,0
5	13,5	7,52	35,8
5	15,0	8,48	40,3
5	18,0	10,01	47,7
5	20,0	12,00	57,2

Tabelle II Momentanlichtstärke und Momentanleuchtdichte in Abhängigkeit von Stoßspannung und Druck. Lampe 2 (Fläche des leuchtenden Kanals 0,18 cm²)

Hg-Druck at	Stoßspannung kV	Momentane Lichtstärke HK · 10^6	Momentane Leuchtdichte Sb · 10^6
1	13,5	2,33	12,9
1	15,0	3,52	19,5
1	18,0	4,00	22,2
1	20,0	4,75	26,4
2	13,5	2,93	16,3
2	15,0	4,22	23,4
2	18,0	5,77	32,0
2	20,0	7,36	40,9
3	13,5	3,99	22,2
3	15,0	5,55	30,8
3	18,0	7,36	40,9
3	20,0	8,70	48,3
4	13,5	4,91	27,3
4	15,0	6,20	34,4
4	18,0	8,25	45,8
4	20,0	10,00	55,5
5	13,5	6,45	35,8
5	15,0	8,25	45,8
5	18,0	9,40	52,2
5	20,0	11,55	64,0
6	13,5	7,81	43,4
6	15,0	9,05	50,3

Unsere Messungen werden noch einmal in Fig. 4 und 5 wiedergegeben.

6) R. Rompe und W. Thouret, Zeitschr. f. techn. Phys. **17**, 377, 1936; **19**, 352, 1938.

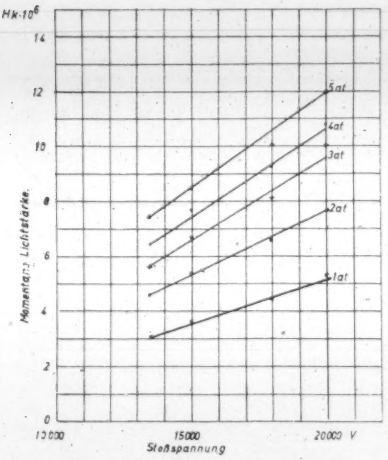


Fig. 4. Momentane Lichtstärke in Abhängigkeit von der Stoßspannung für verschiedene Drucke.

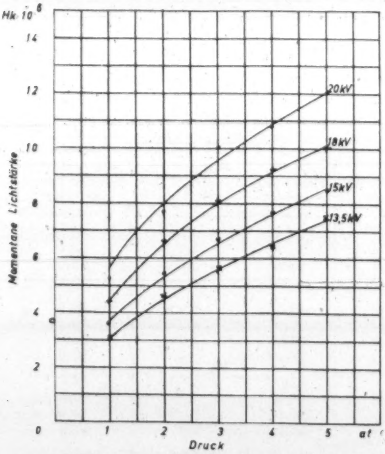


Fig. 5. Momentane Lichtstärke in Abhängigkeit vom Druck für verschiedene Stoßspannungen.

Es wurden ferner Messungen der Spitzenstromstärken durchgeführt. Es wurde hierzu die Bindersche Methode benutzt, die sich bei der Untersuchung von Wanderwellenvorgängen gut bewährt hat[7]). Parallel zu einem kleinen, genügend selbstinduktionsfreien Widerstand wird eine Funkenstrecke bekannter Überschlagsspannung gelegt. Durch den Spannungsabfall am Widerstand entsteht eine Potentialdifferenz, die bei ausreichender Höhe die Funkenstrecke zum Ansprechen bringt. Die Bindersche Methode zeichnet sich vor anderen durch große Einfachheit und Bequemlichkeit aus[8]). Wie spätere Messungen ergaben, sind die Ergebnisse, die auf diesem Wege gewonnen wurden, in ausreichender Übereinstimmung mit denen, die mit Hilfe eines Kathodenstrahloszillographen gewonnen wurden. Man vermeidet bei Verwendung der Binderschen Methode die Anwendung der sehr teuren und komplizierten Hochspannungsoszillographen oder, falls man mit Spannungsteilern arbeiten will, die Verzerrung bzw. Abflachung der Stromspitze, die hierdurch hervorkommen. Wenn die Funkenstrecke mit einer Überschlagsspannung $V_{ü}$, die parallel einem Widerstand W liegt, gerade anspricht, so ist die Stromstärke I, die den Widerstand durchfließt:

$$I = \frac{V_{ü}}{W}.$$

Die Meßanordnung war die folgende: Zwischen Löschfunkenstrecke und Stoßlampe (s. Fig. 1) war ein Widerstand, bestehend aus einem gerade ausgespannten Konstantandraht von 0,228 Ohm eingeschaltet. Parallel zu einem Teil des Widerstandes lag die Meßfunkenstrecke. Der Teilwiderstand parallel der Meßfunkenstrecke konnte so lange mit Hilfe eines starken Backenkontaktes verändert werden, bis der richtige Spannungsabfall eingestellt war. In Fig. 6 ist die Anordnung schematisch dargestellt. Die Durchschlagsspannung der Meßfunkenstrecke betrug 2300 Volt, sie wurde zur Vermeidung der Funkenverzögerung durch eine Quecksilberlampe mit UV. bestrahlt. Da die maximale Stromstärke von Stromstoß zu Stromstoß etwas streut, trat das

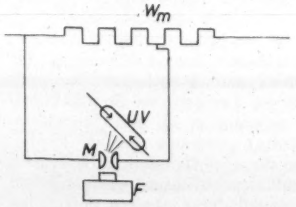


Fig. 6. Anordnung zur Messung der Spitzenstromstärke.

7) Vgl. hierzu L. Binder, Die Wanderwellenvorgänge auf experimenteller Grundlage. Berlin 1928.

8) E. Blum und W. Finkelnburg, Zeitschr. f. techn. Phys. **18**, 61, 1937; E. Blum, Ann. d. Phys. **31**, 585, 1938.

Ansprechen der Funkenstrecke nicht scharf bei einem bestimmten Widerstandswert ein, sondern der Prozentsatz der Überschläge pro Stoß steigerte sich mit dem Widerstandswert. Es wurde deshalb so verfahren, daß der Widerstandswert gewählt wurde, bei dem 50 Proz. der Stöße ein Ansprechen der Meßfunkenstrecke bewirkt. Da im allgemeinen mit etwa 20 Stößen pro Sekunde gearbeitet wurde, konnten die Überschläge an der Meßfunkenstrecke nicht direkt ausgezählt werden. Die Überschläge an der Meßfunkenstrecke wurden deshalb photographisch auf einen Film, welcher mit konstanter und bekannter Geschwindigkeit in der Kamera abrollte, aufgenommen und konnten dann über einen längeren Beobachtungsbereich ausgezählt werden. Diese statistische Benutzung der Binderschen Methode ergab die relativ sehr günstigen Genauigkeiten der Messung.

Die Zuleitungen vom Meßwiderstand zur Funkenstrecke wurden sorgfältig abgeschirmt, da sonst die Stromstöße Spannungen induzieren, die zu einer erheblichen Fälschung der Meßwerte führen. Alle Kontakte wurden gut verlötet, außer den verschiebbaren auf dem Konstantandraht, der durch zwei auf den Draht gepreßte Backen hergestellt wurde. So wurde erreicht, daß die Übergangswiderstände an den Kontakten so klein wurden, daß sie selbst im Vergleich zu den geringen Werten des Meßwiderstandes zwischen 0,04 und 0,13 zu vernachlässigen waren. Es wurden ferner Kontrollversuche zur Erfassung des Einflusses der Selbstinduktion des Meßdrahtes ausgeführt, indem Drähte verschiedener Stärke und verschiedener Geometrie gewählt wurden. Es ergab sich hierbei, daß die von uns gewählte Anordnung als genügend selbstinduktionsfrei für die bei unserem Stoßgenerator auftretenden Frequenzen anzusehen war.

Die Meßergebnisse sind in Tabelle III dargestellt. Es ist noch zu beachten, daß durch das Zwischenschalten des Meßwiderstandes eine Verflachung der Stromspitzen auftritt. Die wirklich in den Stoßentladungen auftretenden Stromstärken dürften noch etwas über den von uns ermittelten Werten liegen. Die Stromspitzen gehen bis über 60000 Amp. entsprechend einer Stromdichte von ungefähr 6000000 Amp. auf den Quadratzentimeter. Die Abhängigkeit von Druck und Stromstärke ist in Fig. 7 und 8 nochmals dargestellt. Besonders interessant und etwas unerwartet ist die Zunahme der Spitzenstromstärke mit dem Druck, die erheblich stärker ist als die mit der Stoßspannung. Für die letztere ergibt sich, wie aus Fig. 7 hervorgeht, eine lineare Zunahme derselben mit der Stoßspannung, für die Abhängigkeit vom Druck hingegen eine beinahe quadratische. Diese Erscheinung legt folgende Deutung

Tabelle III

Maximalstromstärken in Abhängigkeit von Quecksilberdampfdruck und Stoßspannung (Gesamtwiderstand 0,228 Ohm, Durchschlagsspannung der Meßfunkenstrecke 2300 Volt)

Hg-Druck at	Stoßspannung kV	Teilwiderstand par. Meßfunkenvorstrecke	Stromstärke Amp.
1	13,5	0,126	18250
1	15,0	0,120	19200
1	18,0	0,114	20150
1	20,0	0,110	20900
2	13,5	0,114	20150
2	15,0	0,108	21300
2	18,0	0,106	21700
2	20,0	0,098	23500
3	13,5	0,102	22600
3	15,0	0,090	25600
3	18,0	0,076	30300
3	20,0	0,064	35900
4	15,0	0,060	38300
4	18,0	0,048	47900
4	20,0	0,038	60500
5	15,0	0,038	60500

des Verhaltens der Kondensatorentladung nahe[9]). Nach vollständigem Aufbau der Entladung, das heißt nach tatsächlich eingetretenem Durchschlag, kann man wohl den gesamten Gasinhalt des Durchbruchskanals als vollständig ionisiert ansehen. Die mittlere elektrische Leitfähigkeit des Kanals ist gegeben durch:

$$\sigma = \frac{J}{E} = e N_e b_e \frac{\pi R^2}{l},$$

wobei J die Stromstärke, E die Spannung, N_e die Elektronenkonzentration, b_e die Elektronenbeweglichkeit, R der Durchmesser, l die Länge des Kanals sind. Bei vollständiger Ionisation ist N_e konstant und gleich der Zahl der im Kanal befindlichen Atome pro Kubikzentimeter, nimmt also proportional zum Druck zu. Die Beweglichkeit ist andererseits gegeben durch:

$$b_e = \frac{1}{\sqrt{T}},$$

wobei λ die freie Weglänge, T die Temperatur ist. λ ist proportional $\frac{1}{\delta p}$. Demnach wird, da

9) Über die Theorie des hier vorliegenden Entladungstyps vgl. R. Rompe und P. Schulz, Zeitschrift f. Phys. **112**, 691, 1939; **113**, 10, 1939; P. Schulz, Zeitschr. f. Phys. **114**, 435, 1939; W. Weizel, R. Rompe und P. Schulz, Zeitschr. f. techn. Phys. **21**, 387, 1940; Zeitschr. f. Phys. **117**, 545, 1941.

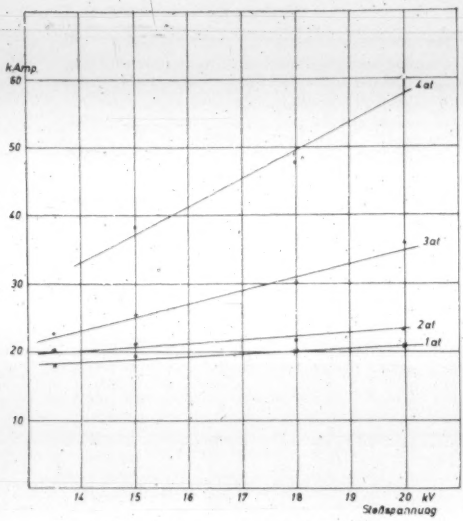


Fig. 7. Maximalstromstärke in Abhängigkeit von der Stoßspannung.

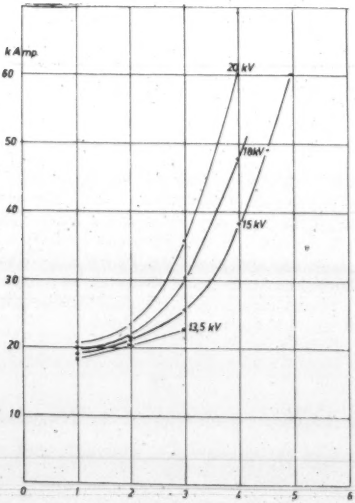


Fig. 8. Maximalstromstärke in Abhängigkeit vom Druck.

man die Temperatur als schwach veränderliche Größe ansehen kann, näherungsweise:

$$\sigma \sim p \cdot p^{-1/3} = p^{2/3}.$$

Wenn man weiter überlegt, daß in dieser Phase der Entladung immer noch die von den Elektroden herrührende Feldstärke die Stromstärke bestimmt, wie man auch aus dem Befund der Fig. 6, wonach die Abhängigkeit der Spitzenstromstärke von der Stoßspannung linear ist, entnehmen kann, so ergibt sich demnach für die Abhängigkeit der Stromstärke:

$$I \approx p^{2/3} \cdot V_s,$$

wo V_s die Durchschlagsspannung ist. Da die an den Elektroden liegende Spannung V_s nach dem Paschenschen Gesetz dem Druck proportional ist, ist also für die Spitzenstromstärke eine Abhängigkeit von $p^{1,66}$ zu erwarten. Aus Fig. 8 kann man entnehmen, daß experimentell die Exponenten zwischen 1,6 und 1,8 streuen, so daß also die Übereinstimmung im Rahmen der vorliegenden Meßgenauigkeit als befriedigend angesehen werden kann. Gleichzeitig wird hiermit die wesentlich stärker als proportionale Zunahme der mittleren Helligkeit S mit der Spitzenstromstärke erklärt. Denn es ist:

$$\bar{S} \sim L \sim I \cdot E.$$

Andererseits aber $E \sim I^{1/3}$, so daß also

$$\bar{S} \sim I^{1,3}$$

herauskommen kann.

Das Spektrum der Quecksilberstoßentladung bei 1 at und 8 at, das in Fig. 9 wiedergegeben ist, zeigt die verbreiterten *Hg*-Linien. Die Linien 5770/91 Å sowie 5461 Å haben in einigem Abstand Begleiter, die wir nur in der Stoßentladung erhalten konnten und die besonders bei niedrigeren Drucken in Erscheinung treten. Der kontinuierliche Untergrund ist recht beträchtlich und nimmt mit Druck und Stoßspannung rasch zu. Bei kleineren Drucken (etwa bis 3 at) erscheint besonders zwischen 4900 Å und 5400 Å ein Bandensystem, das aber bei höheren Drucken infolge der Verbreiterung verschmiert und nur als kontinuierlicher Untergrund in Erscheinung tritt. Der Lichteindruck der Stoßentladung ist mehr weiß als der der gewöhnlichen Quecksilberentladung.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß die Eigenschaften der Quecksilberstoßlampen von der Art sind, daß sie Lichtquellen von sehr hoher Momentanleistung und befriedigender Dauerleistung darstellen. Mit solchen Lichtquellen sind die eingangs ausgeführten Kinoprojektionsversuche tatsächlich ausgeführt worden, über die jedoch an einer anderen Stelle berichtet werden soll.

Berlin, Studiengesellschaft für elektrische Beleuchtung.

(Eingegangen 24. März 1941)

Aufnahme mit stehendem Spiegel.

Aufnahme mit rotierendem Spiegel (1 mm = 3×10^{-7} sec).

Fig. 3. Drehspiegelaufnahmen zur Ermittlung der Entladungsdauer.

Fig. 9. Spektrum der *Hg*-Stoßentladung.

Synthese von Klängen mittels des Zahnradgenerators

Von K. H. Kleine

I. Einleitung

Die Erzeugung von Klängen auf elektrischem Wege wurde prinzipiell möglich, als es gelang, elektrische Wechselströme in Schallschwingungen zu verwandeln. Die ersten Versuche zur Erzeugung brauchbarer Tonfrequenz liegen daher mehr als 50 Jahre zurück. In wesentlich neue Bahnen gelangten die Versuche jedoch erst, seitdem durch die Entwicklung der Elektronenröhren Hilfsmittel geschaffen wurden, mit geringem Aufwand tonfrequente Wechselströme zu erzeugen und sie so zu verstärken, daß eine weitgehende Steigerung der Klangintensität und Variation des Klangcharakters möglich waren. Gleichzeitig wiesen die Ergebnisse der Klanganalyse unserer Musikinstrumente Wege, neue Klänge zu erzeugen und die Klänge bekannter Instrumente nachzuahmen.

Grundsätzlich bestehen zwei verschiedene Wege zur Klangsynthese. Einmal läßt sich durch Überlagerung von sinusförmigen Wechselströmen, deren Frequenzen im Verhältnis der harmonischen Obertöne sind, ein beliebiger Klang erzeugen[1]). Zum anderen kann – diese Möglichkeit bietet sich besonders bei Kippschwingungen – ein obertonreicher Klang, charakterisiert durch eine spitze Klangkurve, erzeugt werden, bei dem man in nachgeschalteten Formant- oder Siebkreisen die gewünschten Obertöne bevorzugt oder schwächt[2]). Beide Wege sind bei einer Reihe von elektrischen Musikinstrumenten verwirklicht worden.

Vergleicht man die elektrischen Musikinstrumente mit den rein mechanischen, so ergeben sich einige besondere Abweichungen, die nicht ohne weiteres zu beheben sind. Es ist bekannt, daß der Tonansatz eine wesentliche Rolle für die Wirkung eines Klanges spielt[3]). Dieser Faktor ist bei elektrischen Musikinstrumenten schwer oder nur unvollkommen erreichbar. Weiterhin bestehen wesentliche Unterschiede in der Dynamik. Während bei den mechanischen Musikinstrumenten der „Glanz" mit wachsender Intensität zunimmt, was auf einer bevorzugten Verstärkung charakteristischer Obertöne beruht[4]), läßt sich bei elektrischen Musikinstrumenten ohne umfangreiche und komplizierte Schaltmittel nur eine Proportionalverstärkung der gesamten Teiltöne eines Klanges erreichen.

Die vorliegende Arbeit soll einen Beitrag dazu liefern, bei einer bestimmten Art der elektrischen Klangerzeugung, dem Zahnradgenerator, einen in weiten Grenzen regelbaren Tonansatz und eine den mechanischen Musikinstrumenten ähnliche Dynamik zu schaffen.

Die Grundlage der Untersuchungen bildet die Erscheinung, daß bei der magnetischen oder elektrostatischen Tonabnahme von einem rotierenden Zahnrad die Kurvenform der erzeugten Wechselspannung von der Zahnform und vom Abstande des Abnehmers vom Zahnkranz abhängt. So wird bei einem spitzen, dreieckförmigen Zahnprofil die Wechselspannungskurve um so spitzer, je näher der Tonabnehmer, bestehend aus einem Magneten mit Spule, sich dem Zahnkranz befindet. Dies hat zur Folge, daß beispielsweise durch manuelle Variation des Abstandes ein mit wachsender Intensität an Obertönen zunehmender Klang entsteht, wie ihn in entsprechender Weise die mechanischen Musikinstrumente liefern.

Um derartige Verhältnisse quantitativ zu klären, wurden die nachstehenden Untersuchungen durchgeführt.

II. Die Versuchsanordnung

In Fig. 1 ist die benutzte Apparatur dargestellt. Auf der Achse W_2 läuft zwischen dem Lager L_2 und der Spitze Sp_2 das Zahnrad Z, das über die Scheibe *Sch* mit einer Reibungskopplung R durch den Motor M angetrieben wird. Die über das Kardangelenk K mit dem Motor verbundene Welle W_1 läuft in dem Lager L_1 und der Spitze Sp_1. An der Stirnseite des Zahnrades Z befindet sich auf einem Sehlitten S, mit Mikrometerschraube Mi gegen den Zahnkranz verschiebbar, der Abnahmemagnet A mit Magnetisierungswicklung N_1 und Abnahmewicklung N_2.

Im Falle der elektrostatischen Tonabnahme wurde der Abnahmemagnet durch eine Zunge entsprechend der Fig. 2 ersetzt.

Zur Verstärkung der erzeugten Wechselspannungen diente ein dreistufiger Verstärker mit Widerstandskopplung. Die Aufnahme der Klangkurven geschah mit einem Schleifen- und einem Kathodenstrahloszillographen.

1) B. F. Miessner, Electronic Music and Instruments. Proc. of the Inst. of Radio Eng. **24**, Nr. 11, Nov. 1936; Nature **139**, 1937.

2) P. Lertes, Elektrische Musik. Dresden 1933.

3) H. Backhaus, Über die Bedeutung der Ausgleichschwingungen in der Akustik. Zeitschr. f. techn. Phys. **13**, 31, 1932. – R. Trendelenburg, Thienhaus und Franz, Klangeinsätze an der Orgel, Akust. Zeitschr. **1**, 59, 1936; Klangübergänge bei der Orgel, ebenda **3**, 7, 1938.

4) E. Meyer und G. Buchmann, Das Klangspektrum der Musikinstrumente. Sitzungsbericht der Preuß. Akad. d. Wissensch., Phys.-Nat. Klasse 1931.

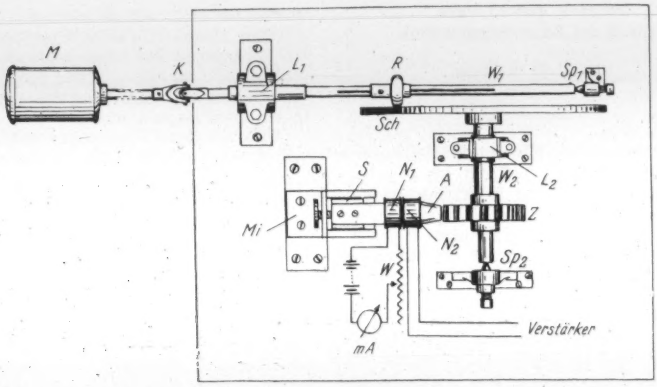


Fig. 1. Versuchsanordnung.

Um einen möglichst umfassenden Überblick über das Verhalten der Zahnradgeneratoren zu erlangen, ist es notwendig, charakteristische Größen der Zahnräder, Zahnprofile und Abnehmer zu wählen. Fig. 3 stellt diese Verhältnisse schematisch dar. Zu beachten ist dabei, daß die Klangkurve gegeben ist durch die zeitliche Änderung der magnetischen bzw. elektrischen Induktion in dem Kreise, bestehend aus Abnehmer, Zahnrad und dem Joch. Letzteres wird gebildet durch die Zahnradachse, deren Lager, die eiserne Grundplatte und den eisernen Abnehmerhalter. Demnach ist die Klangkurve bestimmt durch die zeitliche Änderung des Abstandes zwischen Abnehmer und Zahnprofil.

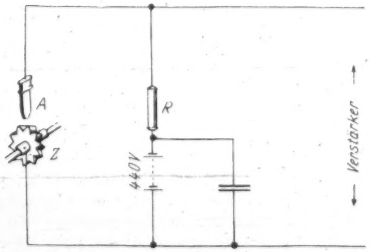


Fig. 2. Elektrostatische Abnahme.

Qualitativ lassen sich die Verhältnisse nun gut übersehen. Die Größe d/b (siehe Fig. 3) wird von ausschlaggebender Bedeutung sein. Bei kleinem d/b ist die durch die Zahnform bedingte Klangkurve am ausgeprägtesten. Nimmt d/b zu, so tritt eine Abflachung der Klangkurve ein, weil dann auch die zeitliche Änderung von d/b gering wird.

Weiterhin beeinflußt die Zahnform wesentlich den Charakter der Klangkurve. Wie Fig. 3 erkennen läßt, findet die größte Abstandsänderung beim Vorbeigehen des Abnehmers an dem Zahne statt. Diese Änderung wächst mit spitzer werdendem Zahnprofil. Außerdem findet beim Vorbeigehen an der Zahnschneide eine Phasenumkehr statt. Nähert sich der Zahn der Schneide, so nimmt die Induktion zu, beim Überschreiten derselben tritt das Umgekehrte ein.

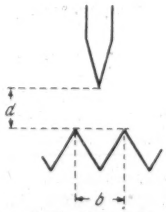


Fig. 3. Schematische Darstellung des Zahnradgenerators.

Neben diesen beiden Einflüssen auf die Klangform ergeben sich noch weitere. So ist die Form des Abnehmers bzw. sein Profil von Bedeutung und ebenso das Abnehmermaterial. Ferner ergibt sich ein Einfluß der magnetischen Feldstärke, welcher dann besonders deutlich wird, wenn bei geringem Abstand eine magnetische Sättigung des schmalen Zahnes und der Abnehmerschneide eintritt.

Aus den angestellten Überlegungen ergeben sich folgende Versuchsbedingungen:

a) Variation des Abstandes Zahnrad–Abnehmer.
b) Variation der Zahnform.
c) Variation der Form des Abnehmers.
d) Variation der magnetischen Feldstärke.
e) Variation des Abnehmermaterials.
f) Elektrostatische Abnahme.

III. Messungen

Im Verlauf der Arbeit kamen vier Zahnräder zur Anwendung (Fig. 4). Ihre Wahl hatte derart zu erfolgen, daß die Untersuchnngen einen Überblick über die Wirkungsweise der verschiedensten Zahnformen vermitteln. Das erste Zahnrad

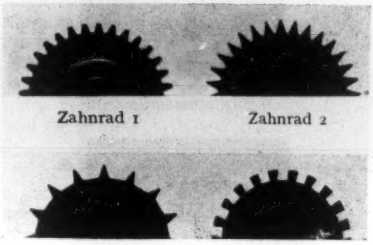


Fig. 4. Zahnformen der untersuchten Räder.

war in der üblichen Weise nach Modul 1 gefräst. Sein Durchmesser betrug 3,47 cm. Die zweite Aufnahme stellt ein Rad dar, welches die gleichen Maße wie das vorangehende besaß, aber mit möglichst spitzen Zähnen versehen war. Das dritte Rad entstand aus dem zweiten durch Wegfräsen jedes zweiten Zahnes. Das vierte Rad ergab sich durch Einfräsen von 2,5 mm breiten und ebenso tiefen Nuten im Abstande von 2,5 mm in den Rand einer Kreisscheibe. Alle Zahnräder wurden aus Automatenweichstahl hergestellt.

a) Variation des Abstandes Zahnrad–Abnehmer

Anfangs wurde schon gesagt, daß die Kurvenform der durch Zahnradgeneratoren erzeugten Wechselspannungen vom Abstand d zwischen Zahnspitze und Abnehmer abhängt. Fig. 5 zeigt nun Oszillogramme, welche mit Zahnrad 2 und einem 0,6 mm dicken Abnehmer aus Transformatorenblechen bei gleichem Magnetisierungsstrom (5 mA) und verschiedenen Abständen d gewonnen wurden.

Die an diesem Beispiel gezeigte Abhängigkeit der Kurvenform vom Abstand d ist für alle untersuchten Zahnräder charakteristisch. Wie weiter unten gezeigt werden soll, ist jedoch der maximale Abstand, bei welchem noch deutliche Abweichungen von der Sinusform auftreten – er sei später kurz als wirksamer Abstand bezeichnet – von der Abnehmer- und Zahnform abhängig.

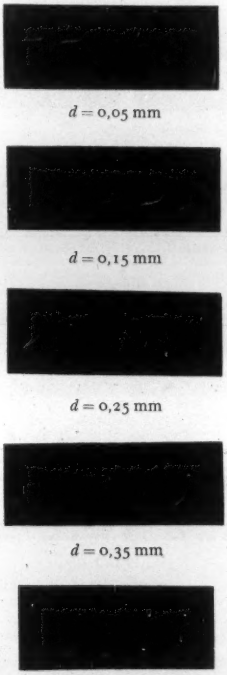


Fig. 5. Abhängigkeit der Kurvenform vom Abstande zwischen Zahnprofil und Abnehmer.

b) Variation der Zahnform

Zur Klangfarbenänderung durch Abstandsvariation ist es zweckmäßig, daß die Kurvenform mit größer werdendem Abstand d möglichst langsam ihren spitzen Charakter verliert. Auch dieses war maßgebend für die Wahl der untersuchten Zahnformen. Fig. 6 zeigt Aufnahmen, erzeugt mit den Zahnrädern 1, 2, 3 und 4. Die linke Reihe ergab sich bei einem Abstand d von 0,05 mm, während die rechte mit $d = 0{,}45$ mm entstand. Alle anderen Bedingungen wurden wie unter a) gewählt. Man sieht, daß der wirksame

Abstand stark von der Zahnform abhängt. Zahnrad 1 zeigt den schnellsten Übergang in eine symmetrische Kurve (wirksamer Abstand etwa 0,65 mm). Das günstigste Ergebnis zeitigt das Zahnrad 4, bei dem die mit abnehmendem Abstand spitzer werdende Dreiecksform besonders deutlich zutage tritt. Der wirksame Abstand von Zahnrad 4 beträgt etwa 1,5 mm.

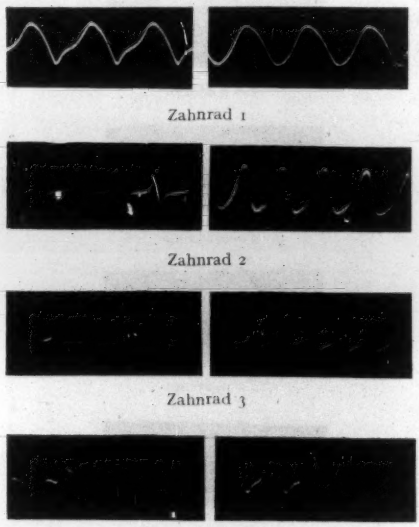


Fig. 6. Abhängigkeit von der Zahnform und vom Abstand *d*.

c) Variation der Form des Abnehmers

Bei Versuchen, die in dieser Richtung unternommen wurden, ergab sich, daß die Dickenänderung des Abnehmers von ähnlichem Einfluß auf die Kurvenform und den wirksamen Abstand ist wie die Variation der Zahnform. Mit dünner werdendem Abnehmer wird die Kurvenform der erzeugten Wechselspannung spitzer, und es vergrößert sich dementsprechend der wirksame Abstand.

d) Variation der magnetischen Feldstärke

Die Abhängigkeit der Kurvenform von der magnetischen Feldstärke ist recht interessant. Je nach der Wahl von Zahnform und Abnehmerdicke übt die Variation des Magnetisierungsstromes einen mehr oder weniger großen Einfluß aus, der sich in jeweils charakteristischen Änderungen der Kurvenform zeigt. In Fig. 7 ist eine Versuchsreihe wiedergegeben, welche die Abhängigkeit vom Magnetisierungsstrom deutlich erkennen läßt. Mit zunehmendem Magnetisierungsstrom wird der obere Teil der Kurven immer kürzer und rundet sich mehr und mehr ab, während der untere Teil immer spitzer wird. Dies ist ein Zeichen dafür, daß der Arbeitspunkt

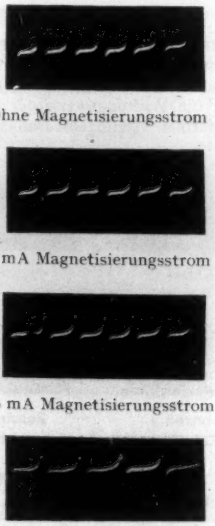


Fig. 7. Abhängigkeit vom Magnetisierungsstrom.

sich dem Gebiete der magnetischen Sättigung nähert.

Die beobachteten Erscheinungen dürften wie folgt zu erklären sein. Bei breiten Zähnen und dickem Abnehmer ist das Magnetfeld über einen verhältnismäßig großen Bereich ausgedehnt und dementsprechend schwach. Der Arbeitspunkt bewegt sich folglich, wenn der Magnetisierungsstrom verändert wird, im unteren, verhältnismäßig steilen Gebiet der Hysteresis. Die Änderung des Magnetisierungsstromes bedingt dann eine große Verschiebung des Arbeitspunktes. Mit spitzer werdenden Zähnen und dünner werdendem Abnehmer wächst die magnetische Induktion. Dadurch wird der Bereich, in dem sich der Arbeitspunkt bei Variation des Magnetisierungsstromes bewegt, an eine Stelle der Hysteresis mit geringerer Steilheit verlegt. Eine Änderung des Magnetisierungsstromes kann sich dann nicht mehr so stark auswirken. Wenn man sich

schließlich dem Gebiet der Sättigung nähert, tritt erneut ein stärkerer Einfluß des Magnetisierungsstromes auf.

e) Variation des Abnehmermaterials

Aus dem eben Gesagten geht hervor, daß Remanenz und Permeabilität des verwerteten Zahnrad- und Abnehmermaterials für die Kurvenform der erzeugten Wechselspannung von Bedeutung sein müssen. Um dies zu prüfen wurden Versuche mit Abnehmern aus Hochfrequenzeisen, Dynamoblechen und Automatenweichstahl unternommen. Ferner wurden ebenfalls Oszillogramme unter Verwendung von Abnehmern aus härtbarem Stahl vor und nach erfolgter Härtung aufgenommen. Die Versuche ließen deutlich einen Einfluß des verwendeten Abnehmermaterials auf die Kurvenform erkennen, und zwar äußert sich dieser in der Ausbildung des Buckels und der unteren Spitze. Je kleiner die Remanenz wird, desto stärker treten Spitze und Buckel hervor, um so eckiger wird die Kurve.

f) Elektrostatische Abnahme

Schließlich wurden noch einige Versuche mit der in Fig. 2 wiedergegebenen elektrostatischen Abnahme durchgeführt. Die Oszillogramme zeigten keine wesentlich neuen Kurvenformen. Wie nach dem unter e) Ausgeführten zu erwarten war, wurden die Kurven nur etwas eckiger und spitzer.

Die hier benutzte elektrostatische Abnahme lieferte wesentlich geringere Wechselspannungen als die magnetische.

IV. Diskussion der Messungen

Die in den Figuren wiedergegebenen Oszillogramme zeigen, daß bei Verwendung von Zahnrädern mit möglichst spitzem Zahnprofil (siehe Fig. 5) Klangkurven mit hohem Obertonreichtum erzielt werden können. Insbesondere ergibt sich, daß Zahnräder mit verhältnismäßig großen Zahnlücken (Zahnrad 3) günstig sind. Dieses hätte dazu führen können, noch wesentlich größere Zahnräder mit größeren Höhen der einzelnen Zähne zu betrachten. Für die Praxis wären jedoch derartige Räder, die gleichzeitig die irrationalen Schwingungszahlen der Töne bei der wohltemperierten Stimmung durch möglichst (innerhalb des Auflösungsvermögens des Ohres) dicht gelegene ganze Zahlen approximieren, zu groß. Es wurden daher nur Zahnräder mit mittlerer Zahnteilung verwendet, mit denen das gewünschte Ziel (genügend großer Obertonreichtum und großer wirksamer Abstand) erreicht werden konnte.

Die Versuche zeigten, daß die Abstandsvariation im Hinblick auf die Gestalt der Klangkurve um so wirksamer ist, je kleiner der Abstand zwischen Zahnprofil und Abnehmer gewählt wird (Fig. 4). Dies hat zur Folge, daß sich kleine Fehler in den einzelnen Zähnen, die sich

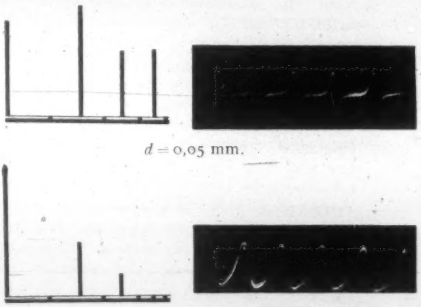


Fig. 8. Abhängigkeit des Obertonreichtums vom Abstand d.

ja periodisch wiederholen, durch langsame Schwingungen, Lautstärkeschwankungen oder Stöße stark bemerkbar machen. Da es sich hierbei um Schwingungen handelt, deren Frequenz wesentlich unterhalb der des Grundtones liegt, sind sie durch Siebmittel (Tonfilter usw.) leicht auszuschalten. Eine bedeutende Verbesserung in dieser Hinsicht bringen geschliffene Zahnräder.

Wie sich die Intensität der Obertöne mit dem Abstand zwischen Abnehmer und Zahnprofil ändert, wurde durch harmonische Analyse der Kurven an einem Beispiel untersucht. Es handelte sich dabei um die Oszillogramme des Zahnrades 2 und einen 0,6 mm dicken Abnehmer aus Transformatorenblechen bei $d = 0{,}05$ mm und $d = 0{,}45$ mm. Fig. 8 zeigt die betrachteten Kurven und die erhaltenen Klangspektren. Zunächst ist der zweite Oberton stärker als der Grundton, während bei $d = 0{,}45$ mm der Grundton am ausgeprägtesten ist. Die geradzahligen Teiltöne fehlen in beiden Spektren.

V. Zusammenfassung

1. Die vorliegende Arbeit soll einen Beitrag dazu liefern, bei einer bestimmten Art der elektrischen Klangerzeugung, dem Zahnradgenerator, einen willkürlich regelbaren Tonansatz zu schaffen und eine Dynamik, die den mechanischen Musikinstrumenten entspricht. Hierbei wird von der Tatsache Gebrauch gemacht, daß die von dem Zahnrad-

generator erzeugte Klangkurve vom Abstand zwischen Zahnprofil und Abnahmemagneten abhängig ist.

2. Es wird eine Apparatur beschrieben, welche gestattet, den Einfluß des Abstandes zwischen Zahnprofil und Abnehmer sowie der Zahnform, der Abnehmerform, des Abnehmermaterials und der magnetischen Feldstärke quantitativ zu prüfen. Weiterhin wird eine Anordnung zur elektrostatischen Tonabnahme angegeben, die zur Durchführung von Vergleichsmessungen dient.
3. Die Messungen zeigen, daß in allen Fällen eine starke Abhängigkeit des Kurvencharakters von dem Abstand zwischen Zahnkranz und Abnehmer vorhanden ist. Die günstigsten Verhältnisse aber, möglichst große Änderungen des Kurvencharakters mit dem Abstand, ergeben sich bei spitzen Zahnformen und dünnen Abnehmern. Ferner folgt aus den Versuchen, daß durch Variation der magnetischen Feldstärke eine Beeinflussung des Ganges der Klangform mit dem Abstand zu erzielen ist.

Aus den Untersuchungen ergibt sich somit, daß mit dem Zahnradgenerator unter besonderen Bedingungen eine subjektive Beeinflussung des Tonansatzes und der Dynamik in weiten Grenzen möglich ist.

Meinem hochverehrten Lehrer Herrn Prof. Dr. H. Pose danke ich für die Anregung zu dieser Arbeit und die freundliche Unterstützung, die er mir bei ihrer Durchführung erwies. Weiterhin spreche ich Herrn Prof. Dr. W. Kast meinen aufrichtigen Dank aus für sein ständiges Interesse und für die Überlassung der Institutsmittel.

Halle a. d. S., Institut für Experimentalphysik der Martin-Luther-Universität.

(Eingegangen 31. Januar 1941)

Nachrichten

Dozenturen: An der Universität Hamburg Dr. Erwin David für Physik, an der Universität Leipzig Dr. Erich Bagge für Physik und Dr. Hans Ulrich Sandig für Astronomie, an der Technischen Hochschule Darmstadt Dr. Theodor Zech für angewandte Mathematik, an der Universität Frankfurt a. M. Dr. Walter Kofink für theoretische Physik, an der Universität Berlin Dr. Manfred Richter für Optik, Dr. Adolf Troost für Physik und Dr. Schoon für physikalische Chemie, an der Technischen Hochschule München Dr. Karl Seebach für Mathematik.

Ernannt: Der a. o. Professor an der Universität Graz Dr. Alois Zinke zum ordentlichen Professor für Chemie, insbesondere pharmazeutische Chemie, der Dozent an der Deutschen Technischen Hochschule Brünn Dr. Werner von Koppenfels zum a. o. Professor für Mathematik daselbst.

Neuer Lehrauftrag: An der Universität Graz Dr. Richard Leitinger für Anstellung physikalischer Schulversuche, an der Deutschen Karls-Universität Prag der Dozent an der Universität Göttingen Dr. Hans Rohrbach vertretungsweise für die Professur für Mathematik.

Berufungen: An die Universität Straßburg: der Dozent für physikalische Chemie Dr. Ludwig Holleck von der Universität Freiburg i. Br., der Abteilungsleiter am Kaiser-Wilhelm-Institut für physikalische Chemie Dr.-Ing. Dietrich Beischer zum außerplanmäßigen Professor für physikalische Chemie.

Vom Lehramt zurück: Der ordentliche Professor der Chemie an der Universität Frankfurt a. M. Dr. Walther Borsche.

Ehrung: Das von Prof. Dr. Pieter Zeeman während vieler Jahre geleitete Institut für Physik der Universität Amsterdam hat den Namen Zeeman-Laboratorium erhalten.

Gestorben: Der Dozent für organische Chemie an der Universität Innsbruck Dr. Karl Morsch, der Assistent am Organisch-Chemischen Laboratorium der Technischen Hochschule München Dipl.-Ing. Hermann Gegerle (im Krieg gefallen), der frühere Professor für Naturwissenschaften am Dorotheenstädtischen Realgymnasium in Berlin Dr. Otto Ohmann.

Angebote

LGW
HAKENFELDE

Wir suchen
zu baldigem oder späterem Dienstantritt
tüchtigen
Diplom-Ingenieur
der Fachrichtung Elektrotechnik
für interessante elektrotechnische Arbeiten in Verbindung mit Verbrennungskraftmaschinen. Bevorzugt werden Bewerber mit gründlichen Kenntnissen und Erfahrungen in der Schwachstromtechnik.
Schriftliche Bewerbungen mit selbstgeschriebenem Lebenslauf, Lichtbild, Zeugnisabschriften, Angabe der Gehaltsansprüche und des frühesten Eintrittstages unter Kennwort „*LGW 164*" erbeten an
Luftfahrtgerätewerk Hakenfelde GmbH.
Personalverwaltung
Berlin-Spandau, Streitstraße 5/17

Verantwortlicher Schriftleiter: i. V. Dr. Ludwig Bewilogua, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C 1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 3. — Printed in Germany